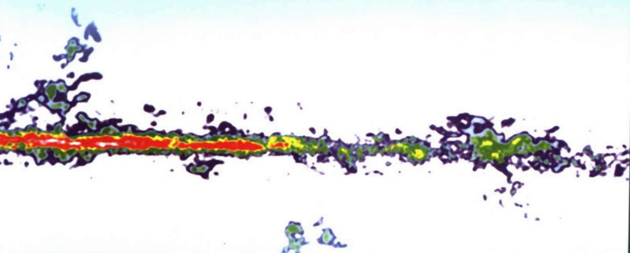
高等学校教学用书

分子天体物理学基础

（下册）

孙　锦　李守中　编著

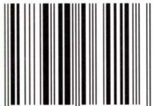




北京师范大学出版社

责任编辑/李桂福
封面设计/李葆芬





ISBN 7-303-06410-9/O・254
定价:25.00 元

高等学校教学用书

分子天体物理学基础

（下册）

孙 锦 李守中 编著

北京师范大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

分子天体物理学基础/孙锦,李守中编著．—北京:北京师范大学出版社,2003.5
高等学校教学用书
ISBN 7-303-06410-9

Ⅰ.分…　Ⅱ.①孙…②李…　Ⅲ.分子物理学:天体物理学-高等学校-教材　Ⅳ.P14

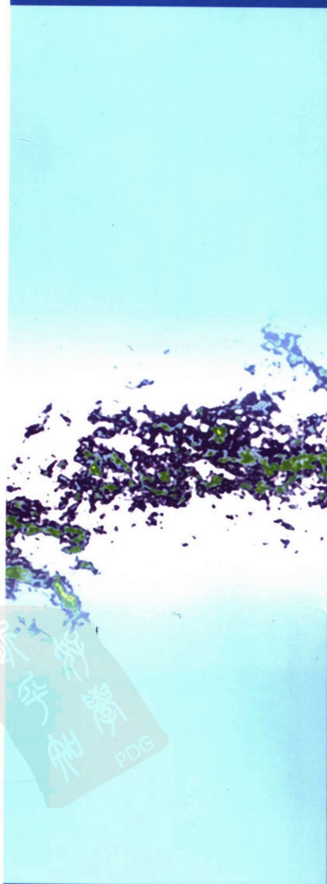
中国版本图书馆CIP数据核字(2003)第019243号

北京师范大学出版社出版发行
(北京新街口外大街19号　邮政编码:100875)
http://www.bnup.com.cn
出版人:赖德胜
北京师范大学印刷厂印刷　全国新华书店经销
开本:850 mm×1 168 mm　1/32　印张:15.75　字数:414千字
2004年10月第1版　2004年10月第1次印刷
印数:1～1 000　定价:25.00元

封面图说明

银河系的一个新的、大尺度的CO分子辐射空间分布图。由美国Cambridge天体物理中心（CfA）和托洛洛山美洲天文台（CTIO）的两台1.2米毫米波望远镜共同观测完成。是至今最完整的银河系CO巡视图。图中不同颜色代表不同的CO（J=1-0）谱线发射积分强度。其中白色最强，依次是红、黄、绿、蓝……等色。该图引自：Dame, T.M.等的文章：The Milky Way in Molecular Clouds：A New Complete CO Survey，刊登在2001年的ApJ，547：792-813上。





目　录



第五章　分子云

§5.1　引言

5.1.1　什么是"分子云"　分子云研究的重要意义

星际介质是银河系和星系中除恒星以外物质的基本形式.在星际分子被大批地发现、证认和搜寻之前,人们对星际介质、银河系结构和银盘图像的认识主要是通过中性氢的 21 cm 谱线、原子的复合线以及恒星吸收线的光学研究来进行的.近 30 年来毫米波、亚毫米波技术的发展,使分子谱线的观测成为可能,这就大大改观了人们对星际介质、银河系(乃至星系)结构以及恒星形成和演化的理解.如:过去人们认为银河系星际介质的大部分质量是以原子氢形式存在的,并占据了大部分的银盘.现在则认为星际物质的大部分质量是以分子云形式存在的.Winnewisser 估计,银河系星际物质的总质量约 $5\times10^{9}\ m_{\odot}$,其中尘埃质量占 1%,气体质量占 99%,而在这 99%的星际气体中 97%又是中性的,电离成分仅占 3%[1].表 5.1 列出了银河系星际气体主要组成成分的平均物理参数.由表 5.1 可见,分子气体大约占据了银河系一半的星际物质质量.在内银河分子更是占支配的地位.在太阳圈内分子气体的总量是原子气体总量的 1～3 倍[2].然而,由于分子云的平均密度远大于星际气体的其它组成成分,因此分子云所占体积只有银河系总体积的 2%,大部分体积仍为稀薄的电离介质所占据.

表 5.1 星际气体的平均参数

组成成分	密度/cm^{-3}	温度/K	总质量/$m_\odot$
电离气体：			2×10^8
云际冕气体	$10^{-2}\sim10^{-3}$	6×10^5	
低密 H Ⅱ 区	$3\sim10^2$	8 000	
致密 H Ⅱ 区	$10^3\sim10^6$	8 000	
原子气体：			1×10^9
云际 H Ⅰ	0.1～1	6 000	
弥散云 H Ⅰ	20	80	
稠密云 H Ⅰ	$10^3\sim10^6$	100～1 500	
分子气体：			2×10^9
巨分子云(GMCs)	100～300	15	
巨分子云核	5×10^5	35	
暗云	10^3	10	
暗云核	2×10^4	10	
Cirrus 云	$10\sim10^3$	10～100	
分子云中的激波区	$n_{H_2}\geqslant10^6$ $n_H\approx10^{5\pm1}$	$750\leqslant T\leqslant2\ 500$ $300\leqslant T\leqslant1\ 500$	
分子云中的脉泽源	$10^5\sim10^{11}$	$10^2\sim10^3$	

(原子气体参数取自 Orion-KL 的观测)

分子云是星际介质的主要组成部分，是星际介质中相对致密的区域.通常所谓分子云指的是气体密度大于 100 cm^{-3}，(注：也有作者定义此参数为 20 cm^{-3}，见参考资料[3]) 主要成分是分子，从观测看具有较清楚边界的星际物质区域.对于晚型星周围的拱星分子包层虽然除尘埃外，主要组成成分也是分子，但由于它们与星际分子云有很不相同的物理、化学特性，一般不归到分子云中.有的作者从广义地看也有把拱星分子包层称作拱星分子云的.在研究方法上如分子发射区物理参数的确定，加热与冷却的分析等，分子云和分子包层有很多的类同.

分子云最明显的特征就是它主要由分子组成. 但有些分子云也可能具有一些相对高丰度的原子种类[4]，即“分子”云并不一定是纯“分子”的. 近 10 年来的观测表明不仅在 Orion-KL 以及一些 HH 天体附近具有激波传播的分子云中有原子气体存在，就是在某些一般分子云的内部也观测到了原子的发射线，如[CI]的 609 μm 和 370 μm 谱线. 分子云边界中气体的结构是很不清楚的.

分子云概念的提出及其观测和研究对近代天文的发展有重要的意义. 除了前面提到的分子云的研究大大改观了人们对银河系、星系结构(特别是温度低于几十 K 的银河系物质分布)的认识外，分子云研究的最基本的任务还在于要弄清恒星究竟是怎样从分子云中形成的. 20 多年来分子天文学发展的重要的成就之一就是确立了恒星形成于分子云的观点. 分子云的观测将提供恒星形成的初始条件和恒星形成过程中的各种伴随的活动现象. 其中尺度约 100 pc 质量约 $10^5 \sim 10^7 m_\odot$ 的巨分子云是银河系和星系中的最大天体，它能产生大多数银河系和星系中的恒星，因此对它的研究意义更为重大.

在银河系的星际介质中，最主要的成分是氢，它的含量占全部介质的 75%. 其次是氦，它大约占 23%，大约 2%才是较重元素的原子. 在分子云中最主要的成分是分子 H_2. 除 H_2 外地位最重要、丰度最高的分子是 CO. 即使这样，CO 分子相对 H_2 分子的丰度也只有 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 量级. 因此表 5.1 中分子云的气体密度都是指分子氢的密度，即 n_{H_2}. 分子云的所有宏观特性几乎都是以分子氢的特性为表征的. 然而，由于大多数分子云情况下，分子氢并不容易直接地被观测到，因此我们主要是通过对 CO 分子的观测来了解分子云的物理状态、分子云的分布和分子云的运动等特性的.

5.1.2　CO——银河系和星系 H_2 的一个示踪器

CO 分子的 2.6 mm($J=1-0$)的转动跃迁谱线是最广泛使用

的星际分子气体的探针，它的主要原因如下[2,5]：

1. 氢分子没有微波跃迁

我们知道微波跃迁适于低温下的激发．由于 H_2 的转动惯量小，转动常数 B_e 大，因此 H_2 的转动能级间隔很大．表 5.2 列出了 H_2 电子基态 $X^1\Sigma_g^+$，振动基态 $v=0$ 上的最低几个转动能级的能量 $E(J)$ 和统计权重 g_J．已知 $g_J=(2J+1)(2I+1)$．J：转动量子数，I：核自旋量子数（对于 H_2，$I=0$ 或 1）．

表 5.2 氢分子 $X^1\Sigma_g^+$，$v=0$ 能态的转动能级

J	$E(J)/cm^{-1}$ *	g_J
0	0	1
1	118.49	9
2	354.39	5
3	705.54	21
4	1 168.80	9
5	1 740.19	33
6	2 414.98	13

* 1 *ev*=8 066 *cm*$^{-1}$

由表 5.2 得氢分子最低转动跃迁频率或最大转动跃迁波长 λ 为 28 μm（对应 H_2 的 $J=2—0$ 的电四极转动跃迁）．与该跃迁的能量间隔相应的温度为 510 K，在一般的冷分子云中，T 只有 6～15 K，是很难将分子激发到 H_2 的转动激发态的．另外即使对于温度较高的分子云，由于大气在 $\lambda>25$ μm 后基本上是不透明的，因此也很难在地面上探测到已经很弱的 H_2 的最低转动跃迁．氢分子在 $\lambda=12$ μm 上的 $J=4-2$ 的跃迁和更高转动能级间的电四极跃迁以及 $\lambda=2$ μm 上的振动转动跃迁已经在 1 000～2 000 K的激波加热区的气体中探测到了．这类区域位于活跃的，正在形成恒星的云核的最外部或者双极外向流的顶冠部，尺度约 0.1 l.y.，因此也不适于研究大部分的尺度约为 pc 量级的低激发温度的分子云区．

2. 氢分子不具有永久性的电偶极矩

我们在第二章中已经分析过，H_2 分子是同核双原子分子. 在电子基态中它的质量中心和电荷分布中心重合，因此不具有永久性的电偶极矩和磁偶极矩. 这样，氢分子电子基态的电、磁偶极矩的振转跃迁是禁戒的. 只可发生上述的电四极矩跃迁，选择定则是 $\Delta J=0, \pm 2, J=0 \nleftrightarrow J'=0$. 利用哥白尼(Copernicus)卫星，人们已经在紫外亮星的附近探测到了氢分子的 Lyman 和 Werner 带的电子吸收谱. 但这种观测只限于研究满足特殊条件的云，而不适于消光比较大的稠密分子云. 再加上星际消光的关系，观测被限制在太阳附近 2 kpc 内. 因此无论是 H_2 的红外还是紫外的辐射通常都不适于作为银河系大尺度范围内冷分子气体的探针.

由于 CO 分子是靠与 H_2 碰撞来激发的，因此 CO(特别是它的 $J=1-0$ 的跃迁)便成为研究 H_2 分子的最主要手段. 它的长处可以从理论和实测两方面来论证.

从理论上考虑，CO $J=1—0$ 的跃迁频率 $\nu=115.2712$ GHz，相应的 $h\nu/k$ 或者 E/k 仅 5.5 K，CO $J=2—1$ 的 E/k 也只有 16.6 K，因此 CO 的低转动能级是很容易通过与 H_2 碰撞来激发的. 甚至在分子云温度很低时，也可实现这种激发(参见第二章图 2.9 中 CO 分子在电子基态，振动基态时的几个最低转动能级). 为了比较，图 5.1 还在同一个尺标下给出了 CO 和 H_2 分子的基电子和基振动态的转动能级图. 从该图明显可见，激发 H_2 的转动能级要比 CO 困难得多.

此外，我们在第三章中曾提到，CO 分子基电子、基振动态的 $J=1—0$ 跃迁的永久电偶极矩相对较小($\mu\approx 0.1$ Debye)，以致相应的自发跃迁概率也较小($A_{10}=6\times10^{-8}\ s^{-1}$). 这样，该分子在第一转动激发态保持碰撞热布居所要求的临界密度也相对较小，在只考虑自发衰变与碰撞激发间的平衡时，气体密度 $n_{H_2}\geqslant A_{10}/\langle\sigma v\rangle\approx$

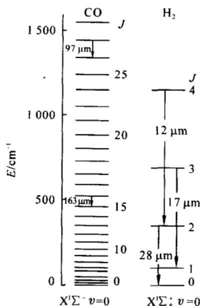


图 5.1 CO 分子的 $X^1\Sigma^+$，$v=0$ 态和 H_2 分子 $X^1\Sigma_g^+$，$v=0$ 态的转动能级图

3 000 cm^{-3}即可. 若同时还存在受激吸收(即光厚效应)时，则要求的临界密度更低.

根据^{13}CO同位素分子的测量，可以证明^{12}CO分子在通常情况下确实是光厚的. 大家知道，在地球上^{13}C和^{12}C的丰度比约为1/89≈0.011，而在分子云中，典型的谱线强度比$I(^{13}CO)/I(^{12}CO)$却高达 0.1～0.5. 这说明在分子云中，^{12}CO相对^{13}CO的谱线强度变弱了，这是因为^{12}CO分子的自吸收的缘故，或者说^{12}CO $J=1$—0 跃迁是光学厚的. 考虑光厚效应后，CO($J=1$—0)的自发辐射光子将以小于 1 的概率 β 逃逸出分子云(详见第三章). 这样，分子云临界密度将以下式计算，即

$$n_{H_2}=\frac{A_{10}\cdot\beta_{10}}{\langle\sigma\cdot v\rangle}\approx\frac{A_{10}}{\tau\langle\sigma\cdot v\rangle} \quad (5.1.1)$$

对于大多数巨分子云(GMCs)，$\tau_{co}\geqslant10$，因此对 CO-H_2 碰撞激发所

要求的气体密度 $n_{H_2}\geqslant 300\ cm^{-3}$，大多数的 GMCs 是可以满足这一条件的. 通过以上分析说明，用 CO 分子示踪氢分子云是可能的. 如果 CO 分子谱线发射的光度 L_{CO}（在观测波束内）与分子云总质量之间有近乎线性的关系，那么这一方法更是可行的. 这里先作一个粗略讨论. 定义

$$L_{CO}\equiv\int T_L \mathrm{d}v \tag{5.1.2}$$

它是在望远镜的波束内，CO 谱线亮温 T_L 对整个谱线轮廓的积分，也称谱线速度-积分强度. 显然，

$$L_{CO}=d^2\int I_{CO}\mathrm{d}\Omega \tag{5.1.3}$$

d 是源到观测者的距离，$\Omega=\pi R^2/d^2$ 是源对观测者所张的立体角，R 是源半径. (5.1.3)式也可写成

$$L_{CO}\approx T_{CO}\Delta v\pi R^2 \tag{5.1.4}$$

Δv 是 CO 谱线宽度，T_{CO} 是 CO 谱线峰值亮温，对于处在位力(virial)平衡下的分子云，

$$\Delta v\approx\left(\frac{Gm}{R}\right)^{1/2} \tag{5.1.5}$$

考虑到云密度　$\rho=\dfrac{m}{\frac{4}{3}\pi R^3}$，$m$ 为云总质量，则

$$L_{CO}=\left(\frac{3\pi G}{4\rho}\right)^{1/2}T_{CO}m \tag{5.1.6}$$

对大多数云来讲，ρ，T_k（气体运动温度）相近，由于在碰撞支配情况下，谱线激发温度 $T_{ex}\approx T_k$，又由于在光厚 $\tau\gg 1$ 时，谱线亮温 $T_{CO}\approx\eta T_{ex}$（η：天线效率），所以，(5.1.4)式中 $T_{CO}\approx T_k$，这样就可得到 $L_{CO}\propto m$，即 CO 光度与氢分子云的总质量 m 保持正比关系（注意在 R 一定时，m 又正比于氢分子柱密度）.

从实测看，多年来已经有不少的工作企图从经验上导出 CO 发射和 H_2 柱密度之间的正比关系及其比例常数.

一种方法是根据光厚的^{12}CO和光薄的^{13}CO资料，首先导出^{13}CO分子的柱密度$N(^{13}CO)$(原理见第三章)，再由氢分子柱密度N_{H_2}和可见消光A_v的关系以及A_v与$N(^{13}CO)$关系，最后导得$N(^{13}CO)$和N_{H_2}关系. 如Dickman(1978年)的结果是$N(H_2)=5\times10^5 N(^{13}CO)$[6].

另一种方法是由^{12}CO和^{13}CO的线宽和云大小求出云的位力质量m_{vir}[5]:

$$m_{vir}=\frac{3}{G}D\sigma_v^2 \tag{5.1.7}$$

σ_v是观测到的分子云的速度弥散，它可由线宽Δv确定，D是云直径，Scoville(1986年)对12个云进行了统计，得到一个很好的线性关系[7]，即

$$m_{vir}=(7.9\pm0.5)L_{CO} \tag{5.1.8}$$

对于质量在$10^5\sim2\times10^6 m_\odot$的GMCs，这个相关关系等价于

$$\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}=3.6\times10^{20}\ cm^{-2}(K\cdot km\cdot s^{-1})^{-1} \tag{5.1.9}$$

基于弥漫的γ-射线辐射起源于宇宙射线与星际物质的相互作用，第三种方法是将CO积分强度与弥漫的γ-射线发射进行比较，如参考资料[8]. 由多种方法得到的结果是[5]

$$\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}\approx(1.8\sim4.8)\times10^{20}\ cm^{-2}(K\cdot km\cdot s^{-1})^{-1} \tag{5.1.10}$$

近些年来由弥漫的γ-射线与星际介质的关系得到：$\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}\approx(1.56\pm0.05)\times10^{20}\ cm^{-2}(K\cdot km\cdot s^{-1})^{-1}$，式中涉及的宇宙射线与物质的耦合尺度为$(1.76\pm0.2)$kpc[9]. 比值$\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}$通常称作$X$-因子，目前采用的$X$的标准值是：$X=(2.6\sim4)\times10^{20}\ cm^{-2}(K\cdot km\cdot s^{-1})^{-1}$[2]. 这一关系用到个别的源仍然是很不确定的，它只是

一个平均的结果. 如在银河系中,随着银心距离的改变,该标准值有一个大尺度的变化. 最近,Dame 等人(2001 年)完成了一个新的银河系 CO 巡天,根据预期的分子柱密度等强图(来自远红外发射)和 CO 强度图的比率得到了局部转换因子 X 随银纬的变化. 在银纬 $|b|>5°$范围内,X 的平均值是$(1.8\pm0.3)\times10^{20}\ \mathrm{cm^{-2}(K\cdot km\cdot s^{-1})^{-1}}$,这是迄今得到的最可靠的太阳附近 X 值的测量[10].

比值$\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}$的关系原则上可推广到星系,但在星系情况下,使用 $N_{H_2}\propto I_{CO}$和 $L_{CO}\propto m$ 的假设应非常地小心. 例如,根据(5.1.6)式,要证明 $L_{CO}\propto m$ 就意味着要证明平均地看由一个星系到另一个星系比值 $T_{CO}/\rho^{0.5}$为常数,同时所有的云是位力平衡的,云-云间的遮挡是可以忽略的. 然而,位力化分子云的假设并不总是有效的. 由星系 M82 和 IC342 的 CO 多重跃迁导出的温度和密度,曾给出比值 $T_{CO}/\rho^{0.5}$相近的结果. 其它一些观测也表明 $T_{CO}/\rho^{0.5}$在一个很宽的密度和温度范围内或多或少是恒定的. 但对分子云观测而言,这还不能完全排除巧合的可能. 因此在还没有完全确定上述比值为常数前,在涉及星系质量和分子材料分布等问题时应该特别地谨慎. 而参数的径向(如沿星系盘方向)和星系-星系间的变化,诸如 T_k、$\langle n_{H_2}\rangle$和 CO 丰度等也都会导致相当大的分子云质量的高估和低估. 对于低金属度的星系,如 Magellanic 云,该 X-因子将比上述的标准值高出许多倍[2]. 但不管如何,大部分星系分子气体的研究仍然表明,CO 的转动跃迁也是示踪星系低密气体的最好探针. X-因子标准值的给出将有利于我们近似地估计分子气体的质量和分布.

5.1.3　示踪分子云物理条件的其它探针

由于星际分子广泛存在于各种天文环境,如星际云、恒星形成区、电离星云、恒星包层、星系前物质、类星体吸收线区、年轻的超

新星遗迹以及河外星系中的星际物质，星系中心甚至包括某些活动星系核等，因此分子天文的研究要求我们能利用分子谱线的信息示踪气体温度从 10～3 000 K，密度从 10～10^{11} cm^{-3}变化的广阔范围. 这样，仅仅利用 CO 的低转动跃迁谱线是远远不够的. 理论与观测都证明，对于有些分子云或者分子云中的某些区域利用另外一些丰度低于 CO 的分子，我们称其为探针分子，也可较好地获得分子氢和分子云的物理特性，如：温度、密度、质量、丰度比以及速度. 这一方面是因为氢分子在星际云中占绝对多数，H_2 与这些探针分子的碰撞对于这些分子的激发起着重要的作用；另一方面是因为不同种类的分子（包括同位素分子）或同种分子不同的跃迁，其谱线的激发条件很不相同，如 A 系数、碰撞速率系数不同，相应的临界密度也就不同. 由 3.2.1 节的进一步讨论可以发现分子谱线对气体密度的敏感性取决于分子发射区的临界密度，这就提供了用不同分子谱线示踪不同分子区域的依据*. 例如 $^{12}C^{32}S$ 在频率 $\nu=48.9$ GHz（$\lambda=6.1$ mm）上的 $J=1$—0 跃迁，其 A 系数 $A_{10}=1.8\times10^{-6}$ s^{-1}，因此它的临界密度 n_{crit}是大于$^{12}C^{16}O$ 的. 它经常被用来示踪气体密度比较高的分子包层和核. 另一个有用的谱线是 CS 的 $J=5$—4 的跃迁（$\nu=245$ GHz，$\lambda=1.2$ mm），其 $A_{54}=2.9\times10^{-4}$ s^{-1}，若取一个平均的碰撞截面 $\sigma\approx10^{-15}$ cm^{-2}，氢的平均速度 $v\approx3\times10^4$ cm/s（当 $T\approx25$ K 时），我们可算出 CS $J=$

---

* 根据 § 3.2.1 临界密度n_{crit}的定义（3.2.8）式，有$n_{crit}=A_{ij}/\gamma_{ij}=A_{ij}/(\sigma_{ij}v)$，$\sigma_{ij}$是某种分子对应 $i\rightarrow j$ 跃迁的碰撞截面，v 是该分子与所碰粒子间的相对速度. 由（3.2.11）式得，当 $n\gg n_{crit}$时，$T_{ex}\approx T_k$. 此时，碰撞支配能级布居. 对于分子云，$T_k\geqslant10$ K. 当 $n\ll n_{crit}$时，由（3.2.21）式得，$T_{ex}\approx T_{eff}$，T_{eff}为分子云连续背景源的等效辐射温度，此时，辐射支配能级布居. 在没有其它背景源时，$T_{eff}=2.7$ K，即微波背景辐射的温度. 由于谱线亮温总是正比于谱线的激发温度，这样，分子谱线总是在碰撞支配的区域中有较强的发射，因此它总是示踪那些密度大于临界密度的区域，或者说临界密度提供了一个对特定谱线可以出射较强谱线发射的分子区密度的下限.

5—4 的激发的临界密度 $n_{crit}\approx 10^7\ cm^{-3}$. 因此该谱线适于示踪非常致密的分子云核,即接近最近或即将发生恒星形成的位置.

对于星系的情况也类似. 近十几年来有不少小组开始研究示踪星系高密分子区的探针分子和谱线[11],如 CS 和 H_2CO 的 2 cm 谱线. Solomon 等发现星系 Arp220 的 CS(3－2)的光度竟是银河系 CO 光度的一半,由于 CS 发射可以比 CO 发射示踪密度高得多的气体,因此 Arp220 应该比正常星系包含更多更高密度的正在形成恒星的分子云核. 如此多高密度气体云的存在支持了 Arp220 是星暴星系的可能性. 对星系 M82 和 NGC253 的 CS 2—1 和 H_2CO 的 2_{11}—2_{12}谱线的观测也表明,大量的致密气体存在于这些星系中. 与 CO,^{13}CO 和 CN 等观测相比,这些高密气体集中在星系的核区.

近 10 年来,亚毫米波和红外谱线技术的进展,使得用更多的分子谱线来示踪分子云中的各种相差悬殊的物理条件成为可能. 图 5.2 就是各种红外的、亚毫米的和微波的谱线可以示踪分子云相应密度和温度的直观展示[12]. 利用它我们可以选择合适的示踪分子和观测波段来确定分子云的温度和密度. 例如:用 CO 的 $J=1$—0,2—1 的毫米波谱线可以示踪分子云中温度 $T_k=10\sim20$ K,密度 $n_{H_2}=10^2\sim10^3\ cm^{-3}$的低温和低密的区域. 用 CO 分子在 Sub-mm～100 μm 间的转动跃迁谱线则可诊断具有中等密度($n_{H_2}\approx10^4\sim10^6\ cm^{-3}$)温度在 100～1 000 K 范围内的参数. 而 CO 的中 J 转振跃迁($\lambda=4.6\ \mu m$)和高 J 的谐波带发射($\lambda=2.3\ \mu m$)线的产生则要求密度高达 $10^8\ cm^{-3}$至几百亿 cm^{-3},温度高达几千 K. 这是典型的恒星大气及其包层所具有的物理条件. 至于重陀螺分子如:CS,HCN,HC_3N 和 HCO^+ 等,则类似 CO,但丰度较低,并且其电偶极矩较小,因此如通过碰撞来激发它们的转动能级,所要求的密度要比 CO 大 $10^2\sim10^3$ 倍. 对于密度高达 $10^7\sim10^9\ cm^{-3}$ 的分子云云核和围绕星的盘,这些分子是重要的探针. 一些轻的氢

化物，如 H_2O，OH，CH 和 NH_3 等在远红外波段上的转动发射则是热的（$\approx 10^2$ K）和非常致密的（$10^8 \sim 10^{10}$ cm^{-3}）分子区的探针，这是新形成星的拱星包层，绕星盘和较冷的激波下游区常见的物理条件. 对于分子云中更致密的区域（如：$n_{H_2} \approx 10^9 \sim 10^{11}$ cm^{-3}）OH、H_2O 和 SiO 脉泽是理想的示踪器. 而 H_2 本身在 2 μm 波长上的转振发射以及 SiO、HCN 和 CN 等分子的发射谱则是调查分子云激波物理的最好手段. 近些年的研究还表明，HCO^+，CS 和 H_2CO 等分子的转动谱线的红、蓝不对称现象（蓝峰强于红峰）则是分子云中存在塌缩运动的重要标志. 为了更具体地了解不同分子的不同跃迁示踪分子云密度的细节，读者可参看本书第七章的表 7.2.

以上讨论表明，红外波段（1 μm 至几百 μm）是除毫米波外探查银河系和星系的星际、拱星包层以及恒星环境的另一个重要窗口. 近年来 ISO（Infra-red Space Obsevatory 红外空间天文台）的成功发射和运转提供了使用更多分子，更多谱线来示踪星际介质物理、化学以及动力学的有力手段. 作为一个例子，图 5.3 展示了 ISO 对 HH54（一个 Herbig-Haro 天体）观测时得到的部分 LWS 谱（LWS 指的是 ISO 工作在 43～196.9 μm 上的长波光谱仪）. 由 CO、H_2O 和 OH 分子以及 O Ⅰ 和 C Ⅱ 等原子和离子引起的远红外发射谱线已在图中标出. 这些谱线很好地示踪了正在形成恒星的云中激波区的物理条件[13].

同位素分子也被广泛地用来示踪分子云的不同物理条件. 所谓同位素分子指的是那些具有相同核而核质量不同的分子（即质子数相同，中子数不同）. 这样，每种同位素分子相对质心的折合质量就不同. 由第二章可知，分子的转动和振动能级（或频率）与一系列的分子常数，如转动常数、振动常数等有关，而这些分子常数又是分子约化质量的函数，因此就导致同一种类分子的同位素谱线具有稍不同的辐射频率. 这种现象在分子的转动谱中尤为明显. 由

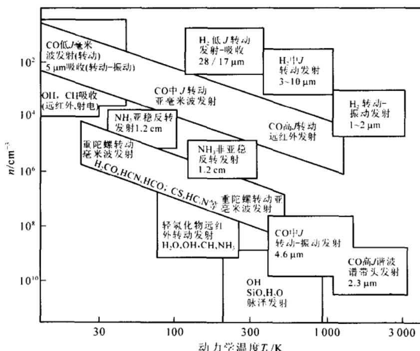


图 5.2　用不同分子谱线示踪氢分子密度和温度的直观图[12]

于同位素的分子一般丰度都较低，因此通常总是光学薄的，适于示踪分子云的柱密度. 以^{12}CO，^{13}CO 和 C^{18}O 为例，其地球丰度比（相对^{12}CO）分别为 1∶1/90∶1/500. 在观测上，同样的转动跃迁，频率接近，并基本上具有相同的谱分辨率、角分辨率和灵敏度. 图5.4 给出了用^{12}CO，^{13}CO 和 C^{18}O 三条 $J=1-0$ 谱线观测 B 335（一个著名的球状体）分子云时得到的谱线积分强度的空间分布和谱线轮廓[14]. 由图可见，从^{12}CO→^{13}CO→C^{18}O 分子发射范围逐步变小. 这与每种谱线的激发所要求的密度有关. 在致密分子云中，CO 谱线是高度不透明的，光学厚度达到 100 左右. 如此高的光学厚度意味着大量的谱线激发起因于对其它 CO 分子发射的光子的吸收，而相对少的部分是起因于与丰富分子 H_2 和 He 的碰撞. 这样，激发^{12}CO，^{13}CO 和 C^{18}O 等谱线所要求的 H_2 密度是不同的，并分别

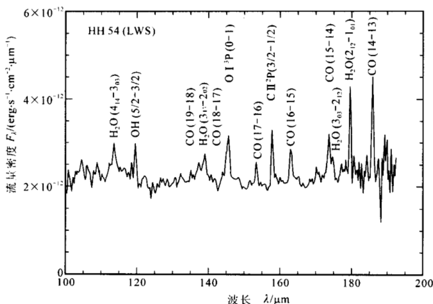


图 5.3　源 HH54 在 100～190 μm 波段上的 ISO-LWS 谱. 由 CO，H_2O 和 OH 等分子引起的发射线已在图中标明[13]

为 300，1 000 和 3 000 cm^{-3}. 由此可见，$C^{18}O$ 的谱线将示踪更小的和更稠密的区域. 从图 5.4 所展示的 ^{12}CO，^{13}CO 和 $C^{18}O$，$J=1—0$ 的谱线来看，从 $^{12}CO \to {}^{13}CO \to C^{18}O$，谱线的 FWHM 宽度逐渐减小. 它表明那些较小的和较密的区域在运动学上更为宁静.

总之，用分子谱线可以示踪极其广阔的星际气体的参数范围，这是原子谱线所望尘莫及的. 然而如何从某种分子的观测数据具体导出分子气体的温度和密度，需要求解该分子的统计平衡和辐射转移方程，需要有一个用以拟合观测结果的物理模型和某种分子的基本物理数据：如能级，爱因斯坦跃迁概率以及该分子与氢分子的碰撞截面等. 具体选择什么种类分子、哪条谱线和哪一种模型来计算分子云的密度和动能温度我们在第三章和本章分子云物理参数一节中有介绍.

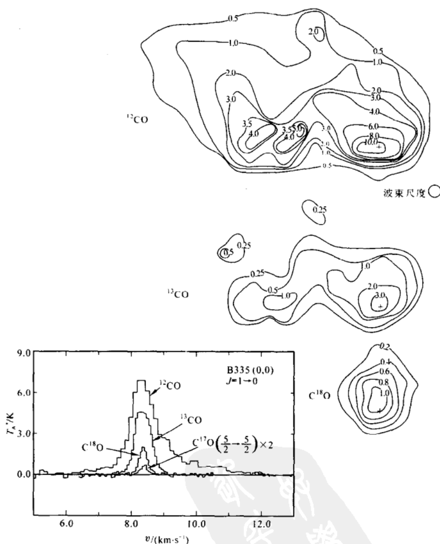


图 5.4　B 335 的^{12}CO，^{13}CO 和 $C^{18}O$，$J=1-0$ 谱线的积分强度空间分布图(右上)和相应的谱线轮廓图(左下)，望远镜的波束大小为 1.6′[14]

示踪分子云物理特性的另一个重要任务是力图找到更好的办法来导出分子云的柱密度和质量. 本章 5.1.2 节介绍了用 CO $J=1-0$ 的谱线积分强度确定分子云质量的方法. 但由于 CO 低转动跃迁是光厚的,因此用它来确定质量时要求较多的假设,而这常常是不易满足的. 目前除利用 CO 1—0 发射示踪分子云质量外,示踪分子云质量还有以下多种手段,如:(1)尘埃的亚 mm/mm 发射,(2)CO 同位素分子谱线,(详见上册 3.1.5 节)(3)MeV 量级的 γ 射线辐射. 除(2)外我们在本章分子云物理参量的确定一节中还会涉及它们.

5.1.4 分子云中 H_2 的直接测量

虽然氢分子的直接测量有如 5.1.2 节中所分析的种种困难,但是在一些具备特殊条件的分子云中,氢分子的直接测量仍然是可能的[15,16]. 例如在弥漫星际云中,当视线方向的总消光 $A_v \leqslant 2.0$ mag(星等)时,H_2 分子可通过紫外吸收线在亮星方向上观测到[17]. 对于较稠密的一些宁静云,电子基态的电四极矩的红外振-转吸收谱线可以在嵌埋有红外源的方向上探测到[18,19]. 而 H_2 的红外振-转发射线则可在 OB 型星附近因 UV 激发或分子气体激波加热的结果被探测[15,20~23]. 至于 H_2 的 $v=0, J=3-1, 4-2, 5-3, 7-5, 9-7, 10-8, 11-9, 14-12, 15-13, 16-14, 17-15, 18-16, 19-17$ 的一批不同 J 的纯转动跃迁也在一些激波激发区中被观测到[20,24~28]. 由于 H_2 是分子云中最重要和最丰富的分子,因此对氢分子的测量,是直接示踪一些特殊分子云物理特性的重要手段. 继 1970 年第一次用火箭载的紫外光谱仪在 ζ Per 方向探测到 H_2 的 UV 吸收谱[29],1976 年第一次在 Orion 云和行星状星云 NGC7027 方向探测到 H_2 的 2 μm 发射谱线[30,31]以来,由于紫外和红外谱技术的不断进步以及探测灵敏度的提高,H_2 的直接测量工作有很大进展,特别是近年来 ISO 和 FUSE (Far UV

Spectroscopic Explorer 远紫外分光探测器)等现代设备的投入使用,使天文分子氢的观测和研究有了更大的进展和突破(见参考资料[32,33]).

应该提到的是,H_2 分子有一个很有用的特性,即它的正(ortho)态和仲(para)态之分.对于正态 H_2,两个 H 核的自旋平行,总核自旋 $I=1$,只有奇数的 J 存在.对于仲态 H_2,情况相反,两个 H 核的自旋反平行,$I=0$,只有偶数的 J 存在.由于正态和仲态间的辐射跃迁是不可能的,且观测到的偶 J 和奇 J 的能级布居在低 J 态时也明显地处于热平衡中,因此用 $J=1$(正态)和 $J=0$(仲态)的布居数比率可以可靠地估计分子云的温度.此外,H_2 分子没有允许的转动或振动的电偶极跃迁,只有电四极跃迁.由于电四极的辐射跃迁概率很小,因此 H_2 的红外发射总是光学薄的,这就允许通过简单的转换由 H_2 的谱线强度导出分子云的柱密度来.H_2 电四极跃迁的选择定则是,$\Delta J=-2$,0 和 2,相应的辐射分属于 H_2 光谱的 $O(J_l)$,$Q(J_l)$ 和 $S(J_l)$ 分支(J_l 为低能态的转动量子数).H_2 基(电子)态的转动和转-振能级的跃迁引起红外和近红外的发射,该红外发射谱线产生于光离区(PDRs)和激波区.利用这些谱线的强度比可以诊断发射气体的条件,故 H_2 是研究恒星形成区物理和化学的重要工具.表 5.3 给出了一部分 H_2 分子的电四极转动($v=0$—0)和振-转($v=1$—0,2—0,2—1)谱线的波长和能量[33].用 ISO 已经在各类天体(如:HH 天体,正在形成恒星的分子云,成协的 PDRs,行星状星云,超新星遗迹以及 X 射线激发区(XDRs)等)中观测到了这样的谱线.作为一个例子,图 5.5 展示了用 ISO 观测 Orion 源时所得到的 ISO-SWS 谱(SWS 指的是 ISO 工作在 2.38~45.2 μm 上的短波光谱仪)[34].图上方标出了已证认的 H_2 转动谱线($v=0$—0,1—1,2—2)和振-转谱线($v=1$—0,2—1)的位置.这些谱线可以示踪激发温度为 600~3 000 K 间的宽阔区域.此外,H_2 电子基态,振动基态的纯转动四极跃迁,如:仲

H_2 的 S(0)，$\lambda=28.2188\ \mu m$ 和正 H_2 的 S(1)，$\lambda=17.0348\ \mu m$ 的谱线是较低温度下 H_2 分子的最好探针.这两条谱线已被 ISO 所证实，它们对导出星际介质和星系的质量很重要.在近红外波段，H_2 的 $v=1—0, J=3—1$ 的 S(1)，$\lambda=2.12\ \mu m$ 的谱线也可在地面直接测到(K 波带).该谱线由激波碰撞激发或由荧光发射所激发，因此它又是星际云动力学和辐射分布的有效探针.如在激波激发支配的条件下，H_2 谱线是高能量环境的一个极好的指示器.而在荧光激发(即弥漫的 H_2 通过吸收紫外光子后的荧光过程所激发)情况下，可利用"荧光"的 H_2 示踪 UV 光子照射得到的分子气体(估计要求的密度 $n=10^2\ cm^{-3}$，UV 照度 $\chi=10\sim30$).这一方法可以作为星际云其它大尺度示踪器如[CⅡ]的补充.还可示踪CO缺乏的、特别是低金属度或低柱密度的云.在 Orion 中由紫外荧光支配的 H_2 整体发射的事实对于河外星系的研究也是重要的[35,36].

表 5.3 处在红外波段上的 H_2 分子谱线

$(v-v')\Delta J(J')$	$\lambda/\mu m$	$E(v',J')/cm^{-1}$
H_2 $v=0\rightarrow0$		
S(0)	28.218 83	0.00
S(1)	17.034 83	118.49
S(2)	12.278 61	354.37
S(3)	9.664 91	705.52
S(4)	8.025 05	1 168.81
S(5)	6.909 52	1 740.24
S(6)	6.108 56	2 415.08
S(7)	5.511 16	3 188.05
S(8)	5.053 03	4 053.51
S(9)	4.694 61	5 005.73
S(10)	4.409 9	6 039.15

续表

$(v-v')\Delta J(J')$	$\lambda/\mu m$	$E(v',J')/cm^{-1}$
S(11)	4.181 3	7 148.71
S(13)	3.846 8	9 580.75
H_2　$v=1\to 0$		
S(0)	2.223 29	
S(1)	2.121 83	
S(2)	2.033 76	
S(3)	1.957 56	
Q(1)	2.406 59	118.49
O(2)	2.626 9	354.37
O(3)	2.802 5	705.52
O(5)	3.235 0	1 740.24
H_2　$v=2\to 0$		
S(0)	1.189	
S(1)	1.162 2	
S(2)	1.138 0	
S(3)	1.117 0	
H_2　$v=2\to 1$		
Q(1)	2.551 0	118.49
Q(3)	2.569 8	705.52
Q(5)	2.604 0	1 740.24

前面已提到 H_2 分子的电子跃迁将产生紫外的吸收谱或发射谱. 在星际介质中 H_2 通常处于基电子态 $X^1\Sigma_g^+$. 对于双原子分子，其电子跃迁的选择定则是：$\Delta\Lambda=0,\pm 1$；$\Delta s=0$；$\Delta\Sigma=0$；$\Delta\Omega=0,\pm 1$ 和 $g\leftrightarrow u$. 对于 Σ 态还有：$\Sigma^+\to\Sigma^+$，$\Sigma^-\to\Sigma^-$，$\Sigma^+\to/\leftarrow\Sigma^-$. H_2 分子的 4 个最低电子态分别是：$X^1\Sigma_g^+$，$b^3\Sigma_u^+$，$B^1\Sigma_u^+$ 和 $C^1\Pi_u$. 由于选择定则 $\Delta s=0$ 的要求，从电子基态到 $b^3\Sigma_u^+$ 态的跃迁是禁阻的. H_2 从电子基态到激发态 $B^1\Sigma_u^+$ 的跃迁形成紫外 Lyman 带，从基态到激发态 $C^1\Sigma_u$ 的跃迁形成紫外的 Werner 带，只能在地球大气外进

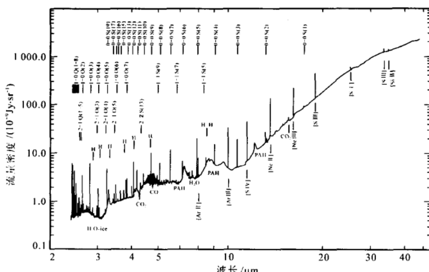


图 5.5 Orion 的 ISO SWS 谱,谱中呈现出一大批 H_2 的转动($v=0—0,1—1,2—2$)和转-振($1—0,2—1$)发射线.并标记在图的上方[34].

行观测.除了早期的火箭探测外,H_2 紫外光谱的更广泛和更高谱分辨率资料是用 Copernicus 卫星,尤其是近年来运转的 FUSE 卫星(灵敏度更高)获得的.FUSE 的工作波长在 90.5～118.7 nm 间,含盖了紫外 Lyman 和 Werner 带.H_2 的紫外吸收光谱提供了研究星际冷 H_2 成分的极好手段.而星际云中大部分分子物质正是由这种冷 H_2 成分所组成.图 5.6 展示了当 FUSE 指向早型星(O8.5V)—HD 73882 时对光学厚度较大的半透明云($A_v=2.44$)所得到的 FUSE 的部分远紫外谱[37].显然,半透明云的消光要比弥漫云的大,高灵敏的、高谱分辨率的 FUSE 设备,正适合检测它们.图 5.6 展示的是 FUSE 设备对这类天体的首次观测结果.在谱中可以清楚地看到 H_2 分子的多条很突出的吸收线,它们处在 H_2 的紫外 Lyman 带占支配的区域.利用 FUSE 的资料,导出了该云的 H_2 分子柱密度 $N(H_2)$ 为 1.1×10^{21} cm^{-2},比弥漫云的柱密度约大了 3 倍.由 H_2 的 $J=1$ 和 $J=0$ 态上的柱密度比 $N(J=1)/N$

($J=0$)还得到了该不透明云的运动温度为(58±10)K. 可见用 FUSE 设备可以研究以前未调查过的 H_2 星际丰度和激发.

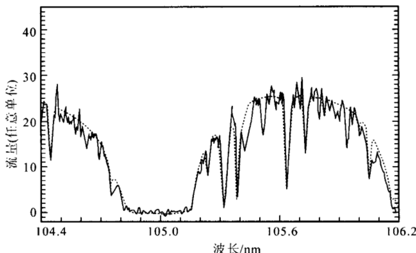


图 5.6　HD 73882 H_2 分子的部分 FUSU 的远紫外谱. 图中细点线为模型拟合结果[37]

§5.2　分子云的分类及其主要特性

30 年来天文学家用各种分子谱线,特别是 CO,$J=1$—0 的 2.6 mm谱线对银河系和河外星系中的分子云进行了大量的、广泛的观测,这些结果散布在浩瀚的各类文献资料中,我们将会在以后的各章节中结合具体的研究课题陆续介绍一些具有代表性的观测结果. 本节着重介绍以观测为依据的有关分子云分类的一些研究和各类分子云的主要特性.

分子云的分类方法很多,但是究竟按照什么样的原则和范围来划分分子云仍然不是很清楚的. 已经发表在各种参考书目和文献中的分类形式颇多(如 Winnewisser, 1979[1]; Kutner, 1984[2]; Goldsmith, 1987[3]; Turner, 1988[4]和 Myers, 1995[5]等),他们都

从不同角度提供了我们了解各类分子云主要特性的方法. 这些特性包括几何位形上的，物理上的以及天文学上的各个方面. 它对于我们探讨分子云的物理状态、热平衡、运动学以及分子云与恒星形成关系都是十分有益的，也是我们学好以后各章各节的基础. 下面我们介绍几种具有代表性的分子云分类.

5.2.1 Goldsmith 的分子云分类

Goldsmith 根据分子云尺度递减的顺序从分子云复合体(complex)，云，再经分子云核(core)到团块(clump)，另一维从分子谱线区的三个主要类别：巨分子云(Giant Molecular cloud—GMC)，暗云(dark cloud)和拱星云(Circumstellar cloud)出发建立了一个分子云的分类表(见表 5.4)[3,6]. 其中巨分子云通常是和大质量星的形成成协，暗云典型的是和低质量星形成成协，而拱星分子云是和主序后星(evolved star)成协. 表 5.4 同时还给出了各类云的主要物理特性，如线度、密度、质量和温度等.

表 5.4 星际分子云的物理特性[3]

		巨分子云	暗云	拱星云
复合体	线尺度/pc	20～60	6～20	
	密度/cm^{-3}	100～300	100～1 000	
	质量/$m_\odot$	8×10^4～2×10^6	10^3～10^4	
	线宽/($km\cdot s^{-1}$)	6～15	1～3	
	温度/K	7～15	≈10	
	实例	W51，M17，W3	Taurus，Perseus，ρ—Oph	

续表

		巨分子云	暗云	拱星云
云	线尺度/pc	3～20	0.2～4	≈0.2
	密度/cm^{-3}	10^3～10^4	10^2～10^4	10^2～10^7
	质量/$m_\odot$	10^3～10^4	5～500	≈10^{-2}
	线宽/(km・s^{-1})	4～12	0.5～1.5	20～40
	温度/K	15～40	≈8～15	10～100
	实例	Orion,OMC1 W33,W3A	B227,HCL2 B5,L1495	IRC+10216
云核	线尺度/pc	0.5～3	0.1～0.4	
	密度/cm^{-3}	10^4～10^6	10^4～10^5	
	质量/$m_\odot$	10～10^3	0.3～10	
	线宽/(km・s^{-1})	1～3	0.2～0.4	
	温度/K	30～100	≈10	
	实例	Orion(脊)	TMC1,HCL2—C, TMC2,B1	
团块	线尺度/pc	<0.5		
	密度/cm^{-3}	>10^6		
	质量/$m_\odot$	30～10^3		
	线宽/(km・s^{-1})	4～15		
	温度/K	30～200		
	实例	Orion(热核),W3(OH)		

所谓暗云指的是光学消光相当大的稠密云.暗云中除了有密度较高的分子气体外,还包含大量的尘埃粒子,它们对背景星光的

吸收和散射是造成暗云强消光的主要原因.从表 5.4 看,在暗云一列中,未列上暗云团块的对应部分,这仅仅是因为尚不能明确暗云团块所应有的可以区别开来的物理条件.而事实上这种暗云团块已经被观测到.如对金牛座分子云 TMC1 冷"核"的高分辨率观测曾揭示,这个核已经碎裂成许多小的更致密的团块,其尺度只有 0.03～0.04 pc,且具有超声的线宽[7].因此暗云特别是本地暗云已经成为研究星际云最小细节的极好实验室.与暗云相反,具有尺度接近 100 pc,质量约为 $10^6\ m_\odot$ 量级的巨分子云则是银河系和星系中最大的天体.由于在它里面可以产生银河系和星系中的大部分恒星,如形成一个或更多的星团以及 OB 星协,因此它成为最有吸引力的天体.目前的观测已表明在银河系中大约有 4 000 多个巨分子云.而在每一个银河球状星团中平均约含有 20 个 GMC.此外,几乎所有的巨分子云都是由大大小小的气体团块组成,因此基于云中气体的这种结构,将其称作为巨分子云复合体更为恰当.

为了更好地说明分子云的这种分层次结构,Genzel(1992 年)对表 5.4 中提到的各种不同层次下的典型云例,如 Orion A 巨分子云,OMC1-ridge(Orion 分子云 1-脊)和 Orion-KL 热核分别用不同的分子谱线给出了它们的空间分布和结构[8],详见图 5.7 中的左、中、右 3 幅图.从左图可以看出分子云中有团块、纤维(条状)以及空洞等各种形态的结构(观测谱线:^{13}CO 1—0,分辨率: 90″),它说明 Orion OB 星协中的大质量星以及嵌埋的低质量星对云的结构有一个强的动力学效应.中图是对 Orion A 东北部 OMC1 云中"脊"的部分所作的干涉仪图(观测谱线:CS 2—1,分辨率: 7.5″),从该图可进一步看出分子云的子结构,它们仍然是不均匀的和团块性的(包括空洞).右图是对中图中的一个 Orion-KL"热核"所进行的更高分辨率的观测(观测谱线: NH_3(3,2),设备: VLA,分辨率: 1.2″,详见图中灰度遮挡部分.图中等强线轮廓是对速度平均后的结果).由右图可见,在分子云核中还有进一步的

结构.

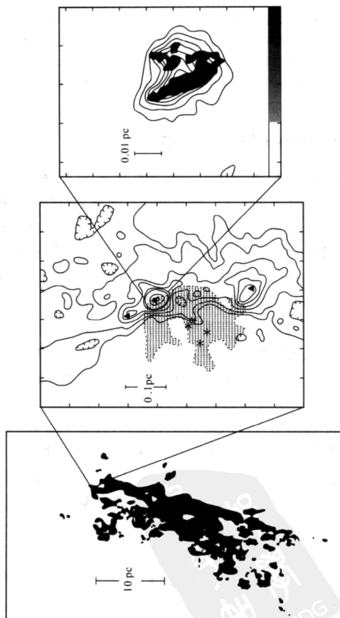


图 5.7 巨分子云 Orion A 的分子谱线积分强度的空间分布等值图. 左、中、右 3 幅图在空间尺度上跨越了 4 个量级. 其中左图是 Orion A 的 $^{13}CO(1-0)$ 发射的等值图(LSR 速度的积分范围: 6.5~7.5 km · s^{-1}). 中图是 OMC1-脊的 CS(2—1)发射的等值图(LSR 速度的积分范围: −0.2~+18 km · s^{-1}), 图中的星号和阴影分别表示 θ^1C Trapezium OB 星和 Orion A H Ⅱ 区的位置. 右图是 Orion-KL 热核 $NH_3(3,2)$发射的等值图(LSR 速度的积分范围: 7.4~8.6 km · s^{-1}).

5.2.2 Winnewisser 的分子云分类

Winnewisser 根据分子云的物理性质和天文特征将分子谱线源分成 4 类[1](详见表 5.5). 第一类是与电离氢(H Ⅱ)区成协的分子云,它们和表 5.4 中的巨分子云基本属于一类,这些云最典型的特征是分子谱线的线宽 Δv 大,Winnewisser 给出的这类云的典型例子是 SgrA,SgrB2,W3,W51 和 DR21 等. 在这些分子云中还观测到了 OH 和 H_2O 的脉泽,这些脉泽与致密 H Ⅱ 区和红外点源在空间上的重合,说明它们与刚形成的星或者正在形成的星有密切的关系. 第二类云是暗尘埃云或暗云. 除尺度、密度和质量上的差异外,暗云和巨分子云的最大差别是温度低. 因此它的最明显的物理特征是谱线宽度极窄(约为 0.1~1 km · s^{-1}). 一些非常简单、激发条件很低的分子如 CO,OH,HCN,HNC,HCO^+,H_2CO 和 NH_3,可以在这些分子云中观测到. 但在实验室条件下很难得到如此低温的分子波谱,特别是不稳定分子 HCO^+和 N_2H^+等. 暗云一般又分冷暗云和暖暗云,冷暗云的特征是尺度小、温度低、近傍和内部无热源,通常处于引力平衡的暂稳态. 最典型的冷暗云是金牛座(Taurus)分子云复合体(TMC1,TMC3 等). 暖暗云一般内部有热源,它们或为嵌埋在云内的红外源,或为近傍的年轻星. 这种云也是恒星正在形成的活动区. S140 是最典型的暖暗云. 表 5.5 中第三种分子谱线源是指围绕晚型星的拱星分子包层,它们实际上就是表 5.4 中的"拱星云". 典型的源是 IRC10216 和现在已经观

测到的成百上千的 OH/IR 星. 在这些星的拱星包层中除了观测到 CO,HCN,CS…等谱线外还探测到了 SiO,OH 和 H_2O 脉泽. 当然后者主要存在于富氧星的包层中,如 Mira 星或光学不可见的 OH/IR 星.

表 5.5　分子谱线源的分类[1]

类别	线尺度 pc	典型线宽 $km \cdot s^{-1}$	密度 cm^{-3}	温度 K	质量 $m_\odot$
与 H Ⅱ 区相联系的巨分子云	1～50	3～30	10^4～10^6	20～80	10^5～10^6
暗尘云	1～10	1	10^3～10^5	10～20	10^2～10^4
晚型星包层	0.01～0.5	10～30	10^4～10^6	10^2～10^3	约 10^{-2}
与年轻星成协的脉泽源	10^{-5}～10^{-3}	0.1～2	$>10^5$	10^2～10^3	

5.2.3　Turner 和 Myers 的分子云分类

对于致密分子云的分类,旧的框架主要是根据云的质量将分子云分成巨分子云(GMCs)和小分子云(SMCs). 所取的质量分界线大约是 $10^3 m_\odot$. 然而这带有相当的任意性. Turner 的新分类是将分子云分成两大组:Group A 和 Group B. 区分的标准是根据云的温度. 温度的分界线定在 20 K 上(详见表 5.6). 这种新分类的优点是 B 组的云核很容易被证认为是大质量恒星的形成区. 而用质量来区分无法达到这一目的. 新分类的 A 组又恰好全部属于小分子云($m<10^3\ m_\odot$). 表 5.6 综合了两组分子云的物理特性[4].

应该强调的几点是:

(1)20 K 界线温度的确定是富有物理意义的. 当没有内部热源的分子气体在密度 $n>10^2\ cm^{-3}$,且对紫外辐射不透明时,它的热平衡温度大约为 10 K,此时分子云的 CO 辐射冷却恰好与宇宙射线加热达到平衡. 当存在可能发展成 OB 星的原恒星的加热源时,它将提高周围大约几个 pc 区域的温度,使其达到或超过 20

K,这正好是典型的热核的尺度,在这种巨分子云热核的外边,气体的特性类似于质量 $m<10^3\ m_\odot$的小分子云的情况.

(2)与小分子云(SMCs)成协的星,其谱型不会早于A0(或者是晚B型),已经观测到约一半的SMCs与低质量星成协,通常是金牛座T型星(T Tauri).但也有的SMCs没有星与它成协.与GMCs成协的星,也是低质量的星为多,通常是OB型星.

(3)无论是A组还是B组,云的质量都超过金斯质量 m_J.因此这两种云都是引力不稳定的.它们或者以近乎自由下落的速率进行塌缩,或者由于某种内部的因素暂时支撑着.

(4)所有的GMCs,其内部运动都是超声的(由线宽得知).亚声速的运动仅仅限于GMCs中小的局部的团块或核.

表 5.6 分子云的特性[4]

特性	A组(冷)		B组(热)	
	包层	核	包层	核
T_k/K	10	10	10～20	20～100
n/cm^{-3}	$10^2\sim10^3$	$10^4\sim10^5$	$10^2\sim10^3$	$3\times10^4\sim10^6$
直径/pc	1～10	0.1～1	10～200	1～3
质量/$m_\odot$	10～1000	1～100	$10^3\sim10^5$	$10^2\sim5\times10^5$
强的IR?	无	无	无	有
形态	球状体			
云类型	冷暗云		巨分子云	
恒星形成?	仅仅低质量星		有大量的低质量星	
	光谱型晚于A0		通常为OB型星和星团	
在星系中的云数	球状体约25 000		约4 000	
总质量	?		$4\times10^9\ m_\odot$	
运动/Δv	0.5～3 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ (超声速)	0.2～0.4 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ (亚声速)	3～15 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ (超声速)	

Myers对正在形成恒星的云作了进一步的分类,提出6种类

型的与恒星形成不同程度相关的云.它们分别是弥漫云、球状体、致密核、暗条云(dark-filament)、暗云核(dark-core)、巨条云(giant-filament)和巨云核(giant-core)[5].表5.7给出了各类云的尺度、消光、观测手段和成协的正在形成恒星的质量层次.L:表示低质量星,其光度 $L_* < 15L_\odot$,质量 $m < 2m_\odot$;I:表示中等质量星,其光度 $L_* = 15 \sim 250L_\odot$,质量 $m = 2 \sim 5m_\odot$;M:表示大质量星,其光度 $L_* = 250 \sim 10^5 L_\odot$,质量 $m = 5 \sim 30m_\odot$.和前面几种分类表不同,Myers 的分类突出了云的几何形态以及和恒星形成关系.

表 5.7 正在形成恒星的云的类型[5]

类型	尺度/pc	A_v/mag	示踪手段	成协星质量	观测实例
弥漫云	1～10	0.3～1	CO,光学 H I ,IRAS*	L(?)	Ursa Major
球状体	0.1～0.3	3～10	CO,光学 IRAS	L	B 335
致密核	0.1～0.3	3～10	CO,光学 IRAS	L,I	L 1551
暗条云	1～10	1～3	CO,光学 IRAS	L,I	L 1755 (Oph)
暗云核	1～3	10～100	CO,光学 IRAS	L,I	L 1686 (Oph)
巨条云	3～10	10～30	CO,IRAS	L,I	L 1641 (Orion A)
巨云核	1～3	30～300	CO,IRAS	L,I,M	L 1630 (Orion B)

所有表中列出的云都可用 CO 谱线或 IRAS 波段进行观测.光学上主要通过对背景星光的吸收或弱吸收(如弥漫云)来探查.对于弥漫云是否任何年轻的,主序前星都与它成协尚不清楚.一些弥漫云与周围气体看来仍处于压力平衡中.和弥漫云不同,球状体

* 注:表中 H I 指波长为 21 cm 的中性 H 谱线.IRAS 指红外天文卫星,IRAS 可在其极限灵敏度上提供各类天体在 12,25,60 以及 100 μm 上的辐射流量.

是近似自引力束缚的(有关自引力束缚的概念见第七章),并且在相当多的情况下与年轻星成协.不过,与球状体成协的正在形成的星质量低、数量少.因此它们对银河系或星系中恒星形成质量的总贡献并不大.球状体的最好例子是 B 335,许多分子已在那里被观测到.它是正在自里向外塌缩云的一个典型事例(参看图 5.7 和 3.4.3 节的最后部分).暗条云在光学照片上是一些不规则的、拉长的不透明的区域.其内部特性,如分子谱的线宽、强度,云的温度以及密度等都与球状体相似.但比起球状体来在空间上更延展,结构上更复杂.许多暗云条内又有进一步的结构,即暗云核.就暗云核本身而言很难与球状体区分,但与暗云核成协的年轻星的数量却比球状体大得多.如表 5.7 中提到的暗云核 L 1686 内就嵌埋了一个包含 80 个年轻星的星团.与暗云核成协的年轻星大多为低质量星.巨条云不同于暗条云,它们有更大的尺度、质量、速度弥散和更多的成协年轻星(巨云内总是含有超过 100 个年轻星的星团).除了中、低质量星外,巨云还与大质量的年轻星成协.观测表明,巨分子云和暗云通常都是(但不总是)条状的.

5.2.4 高银纬分子云

在上述的各种分子云的分类中没有包含进一类很重要的分子云,即与高银纬的红外卷云(infra-red cirrus 云)成协的分子云.红外卷云是 1983 年由红外天文卫星(IRAS)发现的一种新天体.它是出现在高银纬区的一种红外明亮的丝、网状分布的不规则弥漫云块[9].这种云的填充因子很小,物质含量也极少.通常没有光学对应体,但存在于银河系的各个方向.由于它或许可以解答银河系的质量隐匿问题,因此红外卷云被认为是 20 世纪 80 年代红外天文卫星的重要发现之一.研究表明,红外卷云与 HI 气体以及高纬分子云(HLCs)很好地相关[10].一些低激发的分子,诸如:CO, OH, H_2O, H_2CO 以及同位素分子 ^{13}CO 和 $C^{18}O$ 等已经在一批红外

卷云中观测到了[11,12]. 利用这些分子谱线的资料，导出了与红外卷云成协分子云的基本物理特性. 与 HLCs 类似，这些云通常不是引力束缚的，而是由周围气体的压力束缚的. 此外，cirrus 云在 IRAS的 12 和 25 μm 两个波带上被观测的事实支持了它们的尘粒温度应高于 100～500 K. 由于高银纬上缺乏加热的源，因此这些颗粒是不可能处在热平衡中的. 它们可能是非常小的颗粒，为单个的 UV 光子所加热，从而导致了高的瞬时温度. 估计约 20%天空为这种红外卷云所覆盖[13].

* * * * * *

上述各种分子云的分类揭示了一个共同的事实，即分子谱线源的特性在尺度、密度和质量上均覆盖一个极其宽阔的范围，在运动学温度上也分布于一个较大的区间. 此外，还有一些关键的特性，诸如电离状态、磁场等还不是很清楚的. 近年来的研究有不少进展. 理论上看，从云的较外边缘到云的内部，电离度 (χ_e)从 10^{-4} 下降到 10^{-8}. 由于云对紫外辐射的屏蔽，致使后者的电离度急剧下降. 观测估计还揭示，分子云核的电离度(χ_e)集中在 10^{-8}～10^{-7} 间. 分子云中磁场的情况，读者可参看本书 5.5.4 节的介绍. 总之，分子云的特性除了有不确定性的问题外，有的地方甚至还有些混淆. 从另一个角度看，这种混淆又常常是不可避免的. 例如我们很难将暗云与巨分子云截然地分开，这是因为不少暗云复合体本身又常被看作是 GMC 中的云. 这正好反映了在低质量星形成区和大质量星形成区之间并无明确定义的分界线. 有关分子云和恒星形成的更详细的关系我们将在第七章中进一步讨论. 而反映分子云总体特性的一些研究结果，诸如：分子云寿命、分子云质量谱、云际速度弥散以及银河系分子云的平均空间密度等则将在本章的表 5.9 中介绍.

§5.3　分子云的大尺度分布

自1951年第一次在星际空间发现氢原子的21 cm谱线辐射以来，利用21 cm谱线的观测已经得到了大量的有关银河系星际气体空间分布的信息. 对银河系的大尺度结构也建立了许多新的概念. 例如：

(1)发现中性氢在离银心4～14 kpc内分布较平坦，在<4 kpc的银河系内部区域则明显减少.

(2)揭示了“旋臂”结构中中性氢的密度分布，显示出对应银心距离R=5.8,7.4,10和12.5 kpc的4个确定的极大，它们应相应于盾牌、人马、猎户和英仙旋臂.

(3)在银心结构方面，发现中性氢在银心附近有一个膨胀的“3 kpc臂”. 更靠近中心区径向速度复杂而大，可能还有净的外流.

(4)银河氢层(9 kpc之外)有对称的翘曲等.

关于21 cm谱线的观测与研究至今已开展了50余年，但仍然是一个活跃的分支. 20世纪60年代后期，已由研究大尺度银河系旋臂结构转入小尺度结构和物理性质的研究. 80年代后，大规模中性氢巡天和高分辨观测又再次活跃起来. 第一次河外的21 cm谱线观测是1954年对麦哲伦云进行的，至今已经观测了几百个星系. 主要课题是研究星系中原子H的含量，它的分布以及利用多普勒效应确定星系的旋转速度和导出星系质量等. 总之，21 cm氢的研究曾确定了银河系和大批河外星系中星际气体大尺度分布的许多重要的特性. 然而从任何意义上讲，21 cm谱线都是无法揭示星际物质分布的全部性质的. 还需要用其它的星际介质探针来揭示银河系和星系结构的其它方面. 如：利用氢的H_α或射电复合线可以示踪热的、电离的星际气体(HⅡ区)的分布. 而对于温度低于几十K的冷气体的分布只有靠各种分子种类的观测来决定. 鉴于

§5.1 节分析过的种种原因,CO 分子更被当作 H_2 的替代物而被广泛地用来测量分子云在银河系和星系中的分布. 这个工作的目的是要全面地得到分子云的各种参量,包括空间、速度、以及云大小的系统分布. 它与分子云的寿命、恒星形成 以及银河系和星系的结构有密切关系. 特别是在星系范围的尺度上分子云分布性质的研究将加深人们对大尺度过程的理解. 而这个过程作为星系类型、光度和环境的函数将支配着星系中恒星的形成与星系的演化.

在利用^{12}CO 谱线来示踪分子云(主要是 H_2)的分布时,还存在一些问题. 这里除了有比率 $X(=N(H_2)/I(CO))$不易确定外,另一个主要问题是分子云中^{12}CO 谱线通常是光学厚的(如在某些具有窄谱线宽度的暗云中该光学厚度甚至高达 10 以上),以致人们只能观测到来自分子云外层的 CO 辐射. 这样,光学薄的^{13}CO 谱线就成为示踪分子云分布的更好探针. 但当^{13}CO 也变得是光学厚时(如在 $n(H_2)>10^4\ cm^{-3}$之后),则应采用丰度更低的同位素分子(如 $C^{18}O$). 然而由于 UV 光解和低激发,利用光薄的同位素分子又很难观测集中了大部分分子云质量的外层云. 事实上,CO 分子的丰度越大,对 UV 光子的自屏蔽作用也越强. 另外通过谱线的俘获效应(即光厚情况)还可加强谱线的辐射激发. 这样看来,鉴于^{12}CO(1—0)谱线的高激发和自屏蔽的优点,它仍然是银河系和星系中分子氢的最好示踪物[1]. 至于 CO 对 H_2 转换比率的不确定因子可作到好于 5[2]. 有关 CO 对 H_2 转换比率 X 的一些近年来的研究结果读者可参看 5.1.2 节的介绍.

5.3.1 银河系分子云的巡天观测及其特点

CO 分子是在 1970 年首次被发现的. 从 1973 年起世界上许多天文组采用不同的天线,不同的波束宽度,不同的波束间隔相继对银河系中 CO 分子的大尺度分布作了系统的观测.《银河系 CO 巡视》一文[3]总结了 1982 年以前全部已发表的银河系^{12}CO $J=$

1—0 和^{13}CO $J=1$—0 的巡视. 内容包括所用观测设备的一般情况,CO 和^{13}CO 巡视的银经(l)、银纬(b)和速度(v)的覆盖,波束间隔($\Delta l,\Delta b$),观测时间和作者等. 1991 年 Combes 又列出了 20 世纪 70 年代以来最重要的一批银河系巡视项目(详见表 5.8)[1].

表 5.8 银河系的 CO 巡天

巡 视	银径取样间隔 l	分辨率	观测点数	Δl (°)	Δb (°)	天空覆盖 %	σ(K)[a] (500 KHz)	文献
NRAO	^{12}CO 60′	65″	100	350～90	$b=0$	0.000 08	0.5	4
NRAO	^{12}CO 12′	65″	500	350～90	$b=0$	0.000 4	0.2	5
NRAO	^{12}CO 60′	65″	1 500	350～90	−1+1	0.001 2	0.5	6
Columbia	^{12}CO 2.5°	8′	179	15～60	−1.5+1.5	0.008	0.3	7
Bell Labs	^{12}CO ≈2°	1.7′	4 000	4～90	−2+2	0.008	0.3	8
Bell Labs	^{12}CO 3′	1.7′	4 000	355～122	−1+1	0.008	0.2	9
Mass-SB*	^{12}CO 3′×3′	44″	40 551	18～55	−1+1	0.015	0.4	10
	6′			8～90				
Epping	^{12}CO 9′	8′	600	279～13	−.07+.07	0.026	0.4	11
Columbia	^{12}CO 0.12°	8′	3 083	12～60	−.25+.25	0.1	0.3	12
	0.25°				−1.25+1.25			
Columbia- -Southern	^{12}CO 0.12° 0.25°	8.8′ 8.8′	7 000	300～348	−.75+.75 −2+2	0.4	0.1	13
Columbia+ Cerro-Tololo (composite)	^{12}CO 30′	30′	31 000	0～360	−20+20	20	0.3	14
CAT−ESO	CO (2−1) 30′	5.5′	170	270～355	$b=0$	0.003 5	0.5	15
Bordeaux	^{13}CO 5′	4.4′	282	38～67.5	$b=0$	0.004	0.09	16
NRAO	^{13}CO 3′	66″	391	20～40	$b=0$	0.000 3	0.07	17,18
Bell Labs	^{13}CO 3′	1.8′	73 000	～5～122	−1+1	0.16	0.1	9,20[b]
Columbia-S	^{13}CO 0.25°	9′	200	300～350	$b=0$	0.01	0.08	19

* a 表中σ(K)是天线温度T_R^*上的 rms 水平,反映了相应巡天的灵敏度

b 文献[20]是编著者新加上的

表中列出的第一批巡天使用的都是位于基特峰的美国国立射电天文台(NRAO)口径 11 m 的毫米波望远镜. 与 21 cm 的 H I 巡天比较,由于观测波长约缩短了 100 倍,获得了更好的空间分辨率. 然而空间覆盖变得很差. 如具有≈1′的、波束间隔为 12′(Δl)的 Burton 和 Gordon 巡天,其天空覆盖只有 0.000 4%(见上表). 这种大采样间隔的观测虽然可以大致描绘出 CO 分布的轮廓,如银心距约 4～8 kpc 范围内的分子环结构以及银心处分子发射的强集中,但是它不可能确定任何的旋臂结构和分子云的质量谱.

20 世纪 80 年代后有 3 个^{12}CO 的巡天在银河系结构研究上一直保持着重要性[19]. 它们是:

(1) Massachusetts-Stony Brook 巡天[10]

Massachusetts-Stony Brook 银道面巡天是美国 FCRAO(五学院射电天文台)和在 Stony Brook 的 SUNY(纽约州立大学)的一个联合项目. 使用的是 FCRAO 的 14 m 毫米波望远镜,时间是 1981 年 11 月—1984 年 3 月. 在银经 8°～90°,银纬 −1°～+1°,速度 −100～+200 km·s^{-1}范围内得到了 40 551 个 CO 谱. 该巡天的波束宽度为 0.8′;在 l=18°～55°范围内波束间距为 3′. 此区间外波束间距为 6′. 这种以 3′为间距的巡天基本上可探测到处于太阳圈以内尺度>20 pc 的所有分子云. 在审核该巡天在三维(l,b,v)空间上得到的 CO(1—0)谱线发射的分布轮廓时,许多云是比较容易在背景上分离出来的. 但在强发射的区域,许多观测特征将发生混叠而不易分解. Solomon 等规定,所定义的云的边界其最小强度 T_{min}应达到 3,4,5,6 K,这样在此边界内部将有一个>T_{min}的 CO 峰值强度[2]. 这最后的分子云星表就是由所有>T_{min}的云的集合组成. 参考资料[2]和[21]给出的就是用这种方法编成的银河系第一象限的分子云星表.

(2)Columbia-Cerro Tololo 巡天[14]

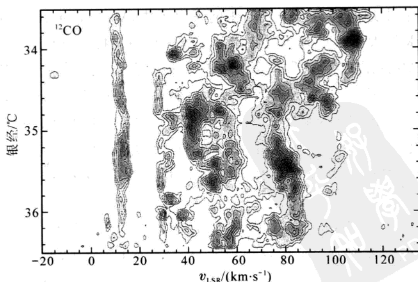
该巡天使用的设备是位于美国 Cambrige 天体物理中心

(CFA)的 1.2 m 毫米波望远镜以及它的放置在智利 Cerro Tololo(托洛洛山)的同类设备. CFA 的望远镜以前曾放在纽约的 Columbia 大学,故称为 Columbia-Cerro Tololo 巡天. 这是一次银道面的大范围巡天,比前面一组银纬的范围大得多. 得到了整个银河系的 $l=-180°\sim180°$, $b=-20°\sim20°$的 CO 发射分布图和按银经与速度分布的图. 在 CO 发射分布图中速度积分覆盖的范围是 $|v|<15\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$,在按银经与速度分布的图中银纬积分范围是 $-3.25°<b<3.25°$. 该巡天的波束宽度为 0.5°,波束间距也是 0.5°. 共得到了 31 000 个分子谱. 另一个同类望远镜用 8′的波束宽度,0.12°的采样间隔同时对银面的 CO 进行了大范围巡天. Columbia-Cerro Tololo 巡天最大的优点是天空覆盖大(20%),因此它是研究银河系大尺度结构,如旋臂结构的理想手段. 然而由于其空间分辨率较低,对于单个的云只适于探测那些质量大、尺度大的云. 如 $m\leqslant10^5m_\odot$的云在这样的分辨率下,是不容易从它们的空间-速度分布图上区分开的. 此外由于波束的稀释效应,对小云观测的灵敏度也明显下降. 因此无法观测到远处的小云. 而对于附近分子云密集区的小云又会受到严重的混淆. 这样为了产生分子云本身物理特性的统计学,高分辨率的巡天观测是必要的.

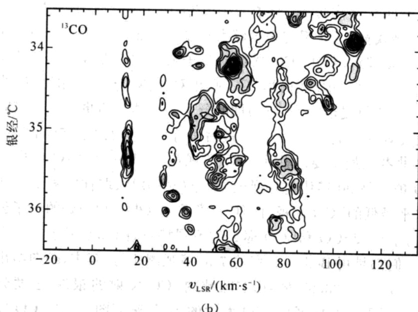
(3)Bell 实验室巡天[9,20]

这个巡天用的是 Bell 实验室在 Crawford 山上的 7 m 天线. 共得到了 73 000 个^{13}CO 分子谱和 4 000 个^{12}CO 谱. 银经和银纬的覆盖分别为$-5°$到 122°和$-1°$到 1°. 速度分辨率在大部分巡视区域内为 $0.68\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$. 天线的波束宽度为 1.7′(对^{13}CO 是 1.8′). 波束间距有 6′,3′和 0.75′几种. 这一巡天从 1978 年开始一直延续到 1992 年,前后跨越了十几年[20]. 经过详细的资料处理,得到了银河系第一象限内每一银纬上分子发射的银经-速度图,由这些图可以对质量大于 $10^3m_\odot$的分子云进行证认和分类. Bell 实验室的巡天结果表明最大和最强的分子云明显与旋臂结构有关.

前面已多次提到，分子云中^{12}CO 1—0 的发射通常是光学厚的，且谱线宽，因此用它来示踪大尺度分子云的 l-v 或 l-b 分布时，会有许多弊病. 如用^{12}CO 描绘的分子云常常弥漫成片，云-云间速度混叠，不易分解. 然而用^{13}CO 则相对光薄，与^{12}CO 相比，谱线特征更窄，辐射更透明. 它所预期的分子云总体性质更少受到空间和速度混叠的影响[22,23]. 表 5.8 最后 4 行列出了上世纪 90 年代前开始的世界上最主要的几个^{13}CO 巡视项目，其中 NRAO 所进行的^{13}CO 项目是 90 年代前开展最早、分辨率最高、取样间隔最小和噪音水平最低的^{13}CO 巡视. 由^{13}CO 巡天可以得到相当好的分子云细节. 为了比较^{12}CO 和^{13}CO 巡天的不同特点，图 5.8 展示了一个例子，它们都是用 Bell 实验室的 7 m 镜观测所得. 其中(a)图给出的是 $l=33.5°\sim36.5°$，$b=0.1°$区域内^{12}CO 发射的银经-速度分布图，(b)图则是同样区域^{13}CO 发射的银经-速度图[20]. 由^{12}CO 发射天图可见，云的边界是不清晰的，云块也不是被清楚地描绘的. 而在^{13}CO 发射的天图上，相对^{12}CO 而言，不同的云更容易被区分和证认，云的边界也可以在较低的极限温度上被确定.



(a)



(b)

图 5.8 银河系 $l=33.5°\sim36.5°$,$b=0.1°$的^{12}CO 和^{13}CO 发射的银经-速度分布图. 其中^{12}CO 等值线的天线温度值从 1.0 K 开始,然后按 1.0 K 的步长递增. ^{13}CO 等值线的天线温度值分别从 0.3,0.6 和 1.0 K 开始,再按 0.6 K 的步长递增[20]

在上述的各类分子云的银河系巡天中,Massachusetts-Stony Brook 巡天和^{13}CO 巡天对导出分子云和银河的特征更有意义.

20 世纪 90 年代后许多著名的天文台站又开始了新一轮的银河系 CO 巡视. 巡天对象涉及银面、高银纬、银心、反银心、内分子环以及外银河等宽阔的范围. 采用的谱线大多是 CO 分子 $J=1-0$ 的谱线. 有的巡天则是用 CO 较高的转动跃迁或^{13}CO,$J=1-0$ 跃迁完成的. 下面介绍近 10 年来世界上的几个主要的 CO 巡天项目:

(1)银河系第一象限(内银河)的 CO($J=2-1$)巡天[24]

该巡天的覆盖范围:$l=20°\sim60°$,$b=-1°\sim+1°$. 观测设备:日本野边山射电天文台(NRO)的 60 cm 亚毫米波望远镜. 与

Columbia 的 CO($J=1—0$)巡天有相同的空间分辨率.该巡天资料与 Columbia 的资料比较,得到了 CO 的两种谱线跃迁在观测范围内的强度比 R_{2-1}/R_{1-0}为 0.66,且在银河系较内部分有较高的 R_{2-1}/R_{1-0}比(如发现在离银心 4 kpc 处 R_{2-1}/R_{1-0}约为 0.75,而在 8 kpc 处约为 0.6).参考资料[25]详细讨论了观测到的 R_{2-1}/R_{1-0}随银心距离增大而变小的原因以及在银河系第一象限分子气体中存在的物理条件.

(2)银河系第二象限(外银河)的 CO($J=1—0$)巡天[26]

使用的是 FCRAO 的口径 14 m 的毫米波望远镜.FCRAO 先前的 CO(1—0)巡天是对银河系第一象限完成的.新的 CO 巡视采用了 16 单元的焦平面阵接收机系统(QUARRY),观测效率提高,波束间距减小(50″).该巡天的成图范围是:$l=102.49°\sim141.54°$,$b=-3.03°\sim+5.41°$,天空覆盖为 330 平方度.共得到 1 696 800 个谱,是上世纪 80 年代 CO 巡视的 40 倍(见表 5.8).这些资料提供了研究银河系分子星际介质的各种基本问题,评估云的物理特性和银河系结构的大量信息.在运动学距离假设下,得到了分子质量面密度的径向分布轮廓以及分子气体 Z 分布的中心平面和标高随银心距的变化.

(3)银河系中心高分辨率的大尺度的 CO 巡天

①银河系中心高分辨率的大尺度的 CO($J=1—0$)巡天[27]

观测设备:NRO 的口径 45 m 的毫米波望远镜.使用了 2×2 的焦平面阵接收机.比以往的银心观测,分辨率高,波束间距小,仅 34″(相当于 1.4 pc 的线尺度).^{12}CO 巡天的成图范围:$l=-1.5°\sim+3.4°$,$b=-0.6°\sim+0.6°$,几乎覆盖了在银心集中的分子气体的全部范围.该巡天共收集到 44 000 个 CO(1—0)谱和 13 000 个 ^{13}CO(1—0)谱.所得 CO 图像证实银心处的分子气体有极其复杂的空间分布和运动学.

②银河系中心大尺度的 CO($J=2$—1)巡天[28]

该项目属于正在开展的 Tokyo-Onsala-ESO-Calan 的银河系^{12}CO $J=2$—1 巡天的一部分.使用的设备是位于南半球智利的口径 60 cm 的亚毫米波望远镜.该观测与 Columbia 的 CO($J=$1—0)巡天有相同的分辨率(9′)和采样间隔(7.5′).成图范围:$-6° \leqslant l \leqslant 6°$, $-2 \leqslant b \leqslant 2°$, $-300 \leqslant v_{lsr} \leqslant 300$ km·s^{-1}.对银心在 $b=0$(银面)处的^{13}CO $J=2$—1 发射也进行了测量.结合以前的资料得到了^{12}CO $J=2$—1/$J=1$—0 的强度比和^{13}CO $J=2$—1 和^{12}CO $J=2$—1 的强度比.发现前者高于相应的银盘上的值.特别是在离银心大约 100 pc 的地方有一个高压力的区域,其压力要比银盘上的高一个量级,也是一个高密度的恒星正在形成的区域.

(4)银河系分子环的巡天(GRS)[29,30]

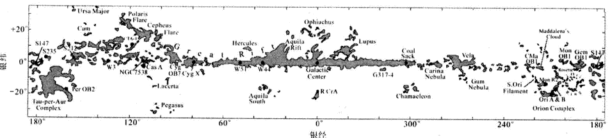
GRS 是内银河和 5 kpc 环的一个新的高分辨率的^{13}CO $J=$1—0 的谱线巡天.由波士顿大学(BU)和五学院天文台(FCRAO)合作完成.由于以前涉及这一区域的大尺度巡天,或在灵敏度上,或在分辨率,或在波束间距上明显不足,因此对银河系占重要地位的恒星正在形成的结构——银河环一直缺乏充分的调查.这次由 BU-FCRAO 进行的银河系环的巡天和以往巡天比较,采用了多象素的阵列接收机(SEQUOIA)新技术,从而提供了极好的灵敏度(0.2 K),高的谱分辨率(0.2 km·s^{-1})以及较好的角分辨率(46″)和采样间隔(22″),同时又采用了适于作分子云柱密度探针的^{13}CO(1—0)的谱线.由于^{13}CO 与^{12}CO 相比有较小的线宽,这样既可防止谱线速度上的拥挤又有利于建立云的较准确的运动学距离.最后得到银河环云块的质量谱 $dN/dm \propto m^{-1.8}$.

(5)银河系新的、一个更完整的 CO 大尺度巡天[31]

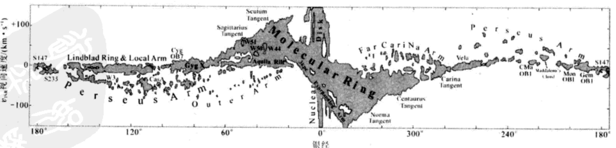
该巡天由前面提到过的美国 Cambridge 天体物理中心(CfA)和 Cerro Tololo 美洲天文台(CTIO)的两台小的 1.2 m 毫米波望

远镜共同观测完成.是至今最完整的银河系 CO 巡视.实际上它是由 CfA 新进行的银河系第一象限、第二象限以及猎户座(Orion)、金牛座(Taurus)附近的分子云复合体的巡天和过去 20 年用 CTIO 所进行的另外的 31 个 CO 巡天组合而成.在 115 GHz 上约 8.5′的角分辨率,相当于银心处约 20 pc 的线分辨率.虽然仍属于低分辨率的巡天但已足以分辨银河系中较大的巨分子云.该巡天总计包含 488 000 个 CO 谱.和以前的 Columbia-Cerro Tololo 巡天相比(Dame et al.[14]),新的巡天有 16 倍多的谱线数,3.4 倍高的角分辨率和每单位立体角 10 倍高的灵敏度.因此由该巡天得到的全景的 CO(1—0)发射的空间分布图(见图 5.9(a))和银经-速度分布图(见图 5.9(b))可以分辨出比以前更多的、且相当好定义的巨分子云.它们不仅提供了单个云的详细信息,还清楚地显示了分子银河系的主要结构特征.其中一个最突出的特征就是发现有一个明亮的分子发射脊存在于内银河中(见图 5.9(a)),这个脊在银经上无论从银心的哪一边看都大约延展了 60°.图 5.9(b)证明,这一发射脊的高强度实际是对被称作分子环的许多分子云(它们具有不同的速度)积分的结果.在银经-速度图中的大多数强峰都对应质量在 $10^5 \sim 10^6\ m_\odot$ 内的巨分子云复合体.在太阳圈内这样的巨分子云大约有 100～200 个.此外,由于气体、尘埃和星族 I 天体都与分子云成协,这样,它们所贡献的各个波段上的银河系发射,如 21 cm 的原子氢发射、尘埃的 IRAS 远红外发射以及分子的 CO 发射等都彼此相关.由该巡天提供的精确的运动学信息将形成许多大尺度研究的基础.

至此,我们已详细介绍了近 30 年来有关银河系分子云大尺度分布的主要观测事实,它是我们以下各节将要讨论的有关银河系星际介质各种大尺度特性的依据.



(a) 银河系速度积分的CO发射分布图. 在图的大部分区域包括整个银道面的角分辨率为9′. 银面外小部分区域的角分辨率较低(15′或30′)[31]. (参看本书封面彩图)



(b) 银河系CO发射的银经—速度分布的图. 图中积分覆盖的银纬范围≈4°(以银面为中心)[31]

图 5.9

5.3.2　银河系分子云的 R 分布和 Z 分布

1. 分子云银心距的确定

基于观测到的 CO 发射的速度和银经，根据银河系的转动曲线可以导出分子云离银心的距离 R 来. 具体方法和利用 21 cm H Ⅰ 谱线确定源的距离一样[22,32]. 假设所观测的源在银盘上绕银心做圆形运动，则银心距为 R，银经为 l 的源其视向速度

$$v(R,l) = R_0[\Omega(R) - \Omega_0]\sin l \qquad (5.3.1)$$

式中 R_0 是太阳离银心的距离，Ω_0 是太阳绕银心旋转的角速度，$\Omega(R)$ 是源绕银心旋转的角速度，在较差运动情况下它应该是 R 的函数. 令：

$$\Theta(R)=\Omega(R)R, \qquad \Theta_0(R)=\Omega_0 R$$

则 $\Theta(R)$ 和 $\Theta_0(R)$ 分别代表源和太阳绕银心运动的线速度. $\Theta(R)$ 由银河系的转动曲线决定. 源在切向点位置上（即 $R=R_0\sin l$）有最大或最小的视向速度 v_{max} 和 v_{min}，且

$$v_{max}=R_0[\Omega(R_0\sin l)-\Omega_0]\sin l \qquad 0<l<90°$$
$$v_{min}=R_0[\Omega(|R_0\sin l|)-\Omega_0]\sin l \qquad 270°<l<360°$$
$$(5.3.2)$$

v_{max} 和 v_{min} 也称极限速度. 对于银河系不同区域通常应采用不同的模型来确定其转动曲线. 用这种方法导出的银心距离的准确性与所采用的模型有关，与源的实际运动和银河系较差自转的偏离有关. 在实际应用中为了多种目的，如能对转动曲线提出一个简单的解析表达式（如下式）是很有用的[22]. 即

$$\Theta(R)=\Theta_0[1.007\,4(R/R_0)^{0.038\,2}+0.006\,98]\,\mathrm{km\cdot s^{-1}} \qquad (5.3.3)$$

在 R 确定后，源与太阳的距离 r 可有两个解（注：切向点除外），即

所谓近运动学距离和远运动学距离. 目前已提出了一些方法来解决这一距离模糊问题[2]. 其中最主要的是利用 CO 发射的银纬依赖关系来确定.

2. 分子云的 R 分布和 Z 分布

由 CO 巡天资料得到的分子云(或者分子气体 H_2)的大尺度分布主要有:银河系分子云的 R 分布和 Z 分布(R 是分子云离银心的距离,Z 是指分子云离开银道面的垂直距离,即标高),以及银河系的旋臂结构等. 图 5.10 给出的就是在分子云 Z 分布的中心面上分子气体 H_2 表面密度随银心距离 R 的变化[33]. 其数据来源于 Massachusetts-Stony Brook 的 CO 巡天[10]. 为了便于比较,图 5.10 同时还画出了中性氢(H Ⅰ)和电离氢区(H Ⅱ)的分布. 在这个图中太阳的银心距离已经用新的太阳常数改正,即取 $R_0=8.5$ kpc. 由图 5.10 可见,由 CO 导得的 H_2 在银心附近有非常强的分布,其表面密度至少比银河系"分子环"中的表面密度高一个量级. 除银心外、银河系分子气体主要集中在 $R=4\sim8$ kpc 的"分子环"区域. 粗略估计,大约 70%的 H_2 质量集中在"分子环"内,80%～90%的 H_2 质量集中在银河系太阳圈内. 而在太阳圈内 H Ⅰ 气体只占其总量的 30%～40%. 由图 5.10 还可见,分子氢和原子氢(由 21 cm H Ⅰ 谱线导得)有完全不同的分布情况. 前者分布集中,后者分布平坦. 氢分子的这种径向分布特点与电离氢区(H Ⅱ)比较相似. 早期的工作还揭示 CO 或者 H_2 的分布与氢的射电复合线(如 $H_{106\alpha}$),超新星遗迹、γ 辐射等的分布也很相似[34],它们均反映了年轻星族的银河系分布特点. 这一特点还可从分子云发射和远红外发射的相关性中看到[34,35]. 图 5.10 还揭示了分子云在银河外部也是有分布的,而这曾经是一个有争论的问题. Kutner 和 Mead 曾推得银河外部区域分子气体的总质量大约为 $3\times10^8 m_\odot$[36],近

十多年来对银河系内部(2～10) kpc 区域推得的 H_2 和 He 的总质量为(1.5～3)×$10^9 m_\odot$，二者恰好差一个量级. 与其它星系比较，银河系有一个相当"正常"的 H_2 含量. 分子气体总质量≈2.5×$10^9 m_\odot$. 但是它在 $1<R<3$ kpc 分子分布上的"空洞"却是不寻常的[1].

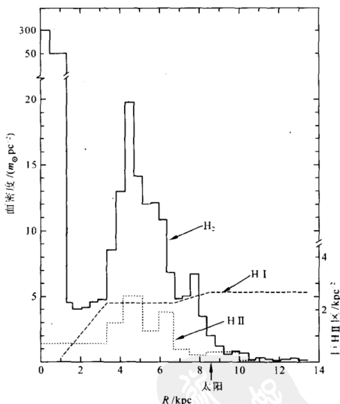


图 5.10　银盘上 H_2, H Ⅰ 和 H Ⅱ 气体表面密度随银心距的分布[33]

上面提到的分子气体大尺度分布的"环"特征在银河系北半球更为明显. 图 5.11 根据 Columbia 的大范围 CO 巡天资料分别展示了南、北半球分子气体质量面密度在银盘里的分布[37]. 在图中北银河(l= 0°～180°)用负的半径表示，南银河(l=180°～360°)用

正的半径表示．由该图可见，北半球的环面在半径上要更窄于南半球的，大约只有 3～4 kpc 的宽度．此外，北半球"环"在 5 kpc 的峰上比南半球有更高的质量面密度．

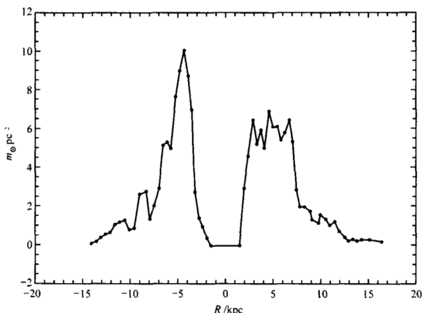


图 5.11 由 Columbia CO 巡天资料导出的银盘上分子气体质量密度随银心距 R 的分布．R 为负值时代表北银河($l=0°\sim180°$)情况，R 为正值时代表南银河($l=180°\sim360°$)情况[37]

现在来讨论分子云的 Z 分布．银河系分子分布的标高 Z 是随离银心的距离变化的．图 5.12 给出的是银河系分子盘内 CO 发射的半极大高斯全宽度 ΔZ_{FWHM}和 Z 分布中心面$\langle Z \rangle$随银心距离的变化．图中 ΔZ_{FWHM}用每个 CO Z 分布中心面上的竖条线表示[37]．资料取自 Columbia 的 CO 银河系巡天．R 正负值的含义同图 5.11．由图可见，分子层半极大的平均半宽度在内银河是 70 pc，并且在南、北两个半球里几乎相同．整个内盘是逐渐弯曲的，北部相对南部平均相差约 17 pc．在太阳圈外分子盘指向北银纬有一个明

显的翘曲，南部的分子层也有一个外倾的趋势. 分子巡天观测还表明在太阳附近分子层的半极大半宽度约为 87 pc. 这种 Z 分布的厚度与由 OB 星协导出的分布很接近，而与 H I 的分布有差别. 如在太阳圈内 H I 层的半极大厚度≈220 pc，因此中性氢的标高大约是 CO 分子的二倍. 在银心附近分子气体的质量分布由于更热、更密集变得很不确定. 我们将在下一节中介绍.

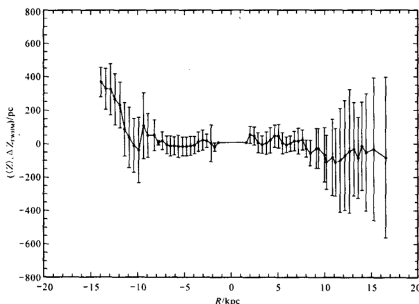


图 5.12　银河系中 CO 分子的 Z 分布[37]

5.3.3　分子云的旋臂结构和银心分布

1. 银河系分子云的旋臂结构

在银河系，亮星和 H Ⅱ 区有明显的旋涡分布结构. 然而分子云是否能示踪旋涡结构，旋臂分子云和旋臂间(interarm)分子云有什么不同特性均是一些未完全解决的问题. 它对于理解分子云的起源与演化以及恒星的形成机制都有十分重要的意义，分子云的

大规模巡天为这一问题的突破提供了大量的观测依据，Stark（1979 年）首先指出[38]：在内银河经典的旋臂和臂间区具有相等数目的小分子云（<30 pc），但最大的云明显地存在于旋臂区，也即表现出集中在 l-v 平面上的一定区域. 大约 300 个巨分子云的观测表明，热分子云（T_k>11 K）的分布是更接近巨 H Ⅱ 区的，即主要分布在旋臂上. 而占有 60%总质量的较冷分子云却较均匀地分布在整个银盘上. 这些结果也为后来的更大规模的巡天所证实.

Solomon 等在分析了 Massachusetts-Stony Brook 银道面巡天后指出，银河系中的分子云可以依据以下的诸多特征划分成两类不同的星族[39]：第一类是较热的分子云核（T>12 K）. 这些核在银道面上建立了一个非轴对称的分布，并且是紧密地和 H Ⅱ 区成协的，在形态上明显地成团，且组成了一个旋臂星族. 另一类是冷的分子云核（T<12 K）. 它们形成了一个在旋臂内、外都广泛分布的盘星族. 图 5.13(a)和图 5.13(b)表示的是所有冷的和热的分子云在 l-v 平面上的位置和随 l 变化云核数分布的直方图. 由图不难看出，冷云核随 l 表现出一个相当好的平滑下降的分布（见图 5.13(a)）. 它粗略地反映了在银心距 R=4～8 kpc 内银河系分子云的似环结构. 在冷云核的 l-v 分布图上也找不到旋臂存在的明显迹象. 与此相反，分子云热云核的分布（见图 5.13(b)）在 $l\approx24°$ 和 $l\approx30°$位置上有两个强峰，在 $l\approx50°$有一个低峰，每个峰的宽度大约几度. 这 3 个峰几乎包括了一半的热云核. 它们和冷云核的区别正好反映了最新形成恒星的区域和恒星形成宁静区域的区别.

图 5.13(c)在同一个 l-v 图上标出了热云核和已知 H Ⅱ 区的位置. 其中实点是热云核，空心圈是 H Ⅱ 区，H Ⅱ 区的视向速度取自射电复合线的速度. 由图可见，二者的分布是非常接近的. 它反映了热云核与 OB 星形成的内在联系. 为了进一步展示分子云分

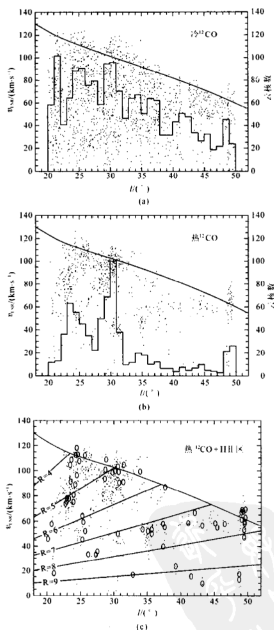


图 5.13　(a)和(b)分别表示冷、热分子云核在 l-v 平面上的位置以及云核数随 l 的变化.(c)图给出的是 l-v 平面上热分子云核(实点)和 HⅡ区(空心圈)的位置比较[2]

布和旋臂关系，人们又研究了冷云核、热云核和 H Ⅱ 区的银心距分布. 发现冷分子云核在 $R=5\sim8$ kpc 内有一个宽的均匀的密度分布. 而热云核分别在 $R\approx5$ kpc 和 $R\approx7$ kpc 上有强峰，恰好对应 5 kpc 的盾牌座臂和 7.5 kpc 的人马臂. 此外热核的径向分布是非常类似 H Ⅱ 区分布的，这再次表明云和星形成区间的潜在关系. 热分子云核随银经或银心距的分布的峰特征是分子云旋臂特征的最好证据.

多年来许多研究都表明 H Ⅱ 区是明显地和较热的、大的、甚至巨 CO 分子云成协. Scoville 等还得到 H Ⅱ 区的数密度与局部的 H_2 分子的平均密度呈二次方的关系(即 $n_{H\,I}\propto\langle n_{H_2}\rangle^{1.91\pm0.16}$)，它支持了大质量 OB 星可能是由于旋臂上云-云碰撞的结果形成的. Solomon 等注意到冷、热分子云具有大致相等的总发射，提出二者可能有相近的总质量[39]. 从 Clemens 等得到的银河系第一象限 H_2 分布的二维图看，分子云的分布相对旋臂结构讲更像是环状的分布. 得到的 CO 发射在旋臂和臂间区的平均对比度大约为 3.6∶1.

在 Columbia-Cerro Tololo 巡天中，由于天线分辨率较低(8′的波束宽度)，主要突出了大质量云或云复合体的搜寻. 例如他们在 $l=2°\sim60°$ 范围内证认了 26 个质量大于 $5\times10^5 m_\odot$ 的云，而只有 7 个是较低质量的云. 并且可以很清楚地看到人马臂由 17 个大云复合体所占据[40]. 采用同样的资料，Myers 等(1986 年)证认了 54 个 $m\approx10^6 m_\odot$ 的云复合体[41]. 总之与射电 H Ⅱ 区成协的分子云大多具有较大的质量，按 § 5.2 节介绍的分类属于巨分子云复合体(GMCs). 在 Cerro-Tololo 的资料中，处于外银河的船底座臂集中了大量大质量的分子云，其中旋臂和臂间对比度在 $l=270°\sim300°$ 范围内竟高达 13∶1. 图 5.14 展示的正是质量 $>10^5 m_\odot$ 的巨分子云(包括 10^5, 10^6 和 $10^7\ m_\odot$)沿银河系船底臂、英仙臂和人马

臂分布的银道面的正视图. 图中点刻的区域是尚未分析过的部分. 从图中不难看出巨分子云确实是示踪银河系旋臂的重要手段. 此外与 H I 分布不同,在旋臂上的 CO 更具成团性.

和 Colummo 巡天正好相反,Bell 实验室的巡天主要集中于对小质量分子云的搜寻. 他们观测到了大量的低质量分子云,它们遍布在 GMCs 应该出现的旋臂和很少有 GMCs 的旋臂间区域[43]. 但是这些云在 Columbia 巡天中几乎都探测不到,这是由于 Columbia 巡视对小分子云讲灵敏度太低.

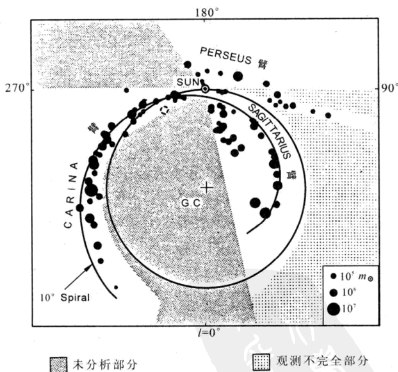


图 5.14　质量 $m>10^5\,m_\odot$ 的巨分子云在银道面上分布的正视图[42]

综上所述，通过对 CO 分子云的系统观测，目前对 CO 旋臂和臂间对比度以及旋臂云和臂间云有了一定的了解，但要彻底搞清楚这个问题，还有待进一步的观测. 此外由于银河系运动学距离确定的困难，一个整体的旋涡结构是很难不带任何模糊而揭示的. 当 CO 发射作为旋臂的示踪物用于星系时，则比较能更好地证明它的存在.

2. 银河系中心的分子云

任何星系的中心都是以它们独特的物理条件，诸如高温、高压以及强的引力场为特征的. 这些条件对于星系中心区域的恒星形成活动有重要的作用. 银河系中心则是其中最近的例子. 相对其它星系，它可以被详细地观测，并可用作其它星系观测解释的一个模板. 从上世纪 70 年代至今，已有不少的 CO 巡天是关于银心的，所用谱线有 CO($J=1-0,2-1$)，^{13}CO($J=1-0$)和 C^{18}O($J=1-0$)等[44~50,27,28].

早期的银心 CO 巡视就已揭示分子云的银心分布是相当复杂的. 它主要表现在有一个环绕银心大约 1.5 pc 的电离气体的转动核盘，一个膨胀的 3 kpc 臂以及膨胀的分子环. 该膨胀环对应 l-v 图上的一个椭圆形的特征，在银经 $l=0°$时有 $+165$ 和 -135 km · s^{-1}的两个速度. 图 5.15 给出了银心区分子云 l-v 分布的一个示意图，它综合了由 CO 巡天所得到的银心区各种大尺度的特征，下面衬托的细线轮廓图是 $b=0°$时 CO($J=1-0$)的主波束天线温度 T_{MB}的 l-v 分布[28]. 银心区有高的 CO 发射强度，粗略为银面其它处 CO 发射的 4 倍[31]. 在图 5.15 中心附近($-1.5°\leq l\leq 2°$，-150 km · s$^{-1}<v<150$ km · s^{-1})的区域则集中了最强的 CO 发射，我们称其为"中央凝聚区"(或核盘). 它们相对银心($l=0°$)不对称，大部分分子发射来自正银经这一边. 著名的人马座 Sgr A 和 Sgr B 分子云复合体就处在该中央凝聚区中. 图中还用点线标出了银河系中心附近几个前景臂的位置，它们自下至上分别是 3 kpc 臂，

4.5 kpc 臂和本地云(local cloud component). 在 $l=0°$上它们的LSR 速度分别大约为-50,-30 和 0 km·s^{-1}. 膨胀的 3 kpc 臂是银河系中心分子云的一个突出特征(参看图 5.9(b)和参考资料[31]). 膨胀的分子环在图 5.15 上已用虚线勾画出了它的轮廓. 在图的左侧 $l=3°$上还有一个团块,也称 Bania Clump 2,参考资料[51]对它有详细的讨论.

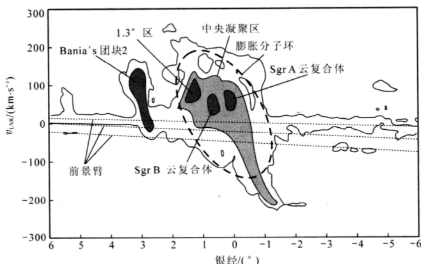


图 5.15　银河系中心区分子云 l-v 分布大尺度特征的示意图. 衬底的细线轮廓是 $b=0°$时 CO $J=1$—0 发射的天线温度 T_{MB}的 l-v 等强度分布图[28]

研究表明,银心中大部分质量($\approx 2\times10^8\ m_\odot$)是分子的. 大约10%的银河系 H_2 总质量是处在核的 500 pc 范围内. 并基本上分布在半径为 200 pc 的核盘中. 而同样情况 H Ⅰ 分量只占 2%～3%. 银心核盘中的分子气体还具有明显的非圆形(non-circular)运动. 上面提到的大尺度的 3 kpc 膨胀臂和小尺度的膨胀环就是银河系非圆形运动的主要表现. 这种非圆形的运动也在绕核盘内边缘的电离/原子气体中探测到了. 除了非圆形速度外,观测还发现,在银心区大约 500 pc 内,物质是处在一个相对银道面倾斜的

核盘中. 气体轨道倾斜的起因仍然是不清楚的[1].

在银河系中大部分气体处在质量是 $10^5 \sim 10^7 m_{\odot}$ 的巨分子云中. 而在银核区中的巨分子云有不同的物理参数. 除了有大的速度弥散外,它还有大约 $10^{3\sim4}$ cm^{-3} 高的气体密度,比银盘上巨分子云的平均密度大两个量级. 因此它们适于用高的临界密度分子,如 CS,HCN,NH_3 来示踪分子云的分布. 核盘分子云的温度约≥40 K,明显高于银盘面上云的温度[52]. 在银盘上利用高密度探针 CS(1—0)或 CS(2—1)谱线发现仅仅在分子云核附近才可能有较高的温度. 然而在银河系中心这种热的气体却遍布整个云. 导出的气体温度(40～150 K)也远高于银心区的尘埃温度(<30 K). 这样银心区分子云加热机制的问题提了出来[53]. 近 10 年来不断增加的观测证据还表明,有可测大小的质量流正在进入银心附近几个 pc 的区域,质量注入率 $\approx 10^{-3} \sim 10^{-2}$ $m_{\odot} a^{-1}$[54](a,时间单位年的符号). 处在离银心仅几个角分的巨分子云还可能馈送气体到银核的周围环境中. 在这仅几个 pc 的银河系中心究竟发生了什么? 是一个十分有趣的问题. 很显然,在这里云和云团块间的碰撞将随着银心距的减少而增加,一部分云块有可能因丢失角动量而落入紧挨银心的地方. 这种下落的气体还将迅速转换到新形成的星中去[55].

至此我们可以看到,自 CO(1—0)毫米波发射探测以来,利用 CO 巡天资料,我们对银河系物质分布的认识已有了很大的改观和进步. 另外,分子的巡天资料还提供了一大批分子云统计学上的特性,这些特性对于我们研究分子云的形成、演化和动力学特征将是至关重要的.

5.3.4 分子云特性的统计学

分子云的 ^{12}CO 的大尺度巡天提供了研究云特性,诸如:尺度、密度、质量、温度和速度弥散等统计分布的重要依据. 其中较高分

辨率的 Massachusetts-Stony Brook 巡天对分子云统计特性的研究有重要的贡献. 而 Liszt 等人的^{13}CO银道面巡视,则由于其较高的分辨率、较少的谱线重叠以及波束内较小的云混合等优点,为导出分子云的一系列总体参量创造了有利条件[23].

1.(巨)分子云的质量谱和尺度谱

分子云质量和尺度的分布在早期的巡天工作中就已经研究过,但由于缺乏好的分辨率和采样间隔,使结果有较大的偏差. Solomon 和 Sander 计算了所有已测云的质量谱(即云数按质量的分布),发现约 90%的星际分子介质处于尺度>20 pc,质量>$10^5 m_\odot$的巨分子云中[56]. 其质量谱 dN/dm 具有一个指数 $\alpha > -2$ 的幂律形式. 这样,在每单位质量对数间隔内分子云的质量 $m(dN/d\ln m) \propto m^{\alpha+2}$. 这就意味着大多数分子气体质量是处在质量谱的高端. 从另一方面看,由于波束内云的混合,也使质量谱偏向于 GMCs.

图 5.16 展示的是就由 Massachusetts-Stony Brook 巡天证认的 273 个银河系第一象限巨分子云的质量谱[57]. 图中分子云的质量由位力方法求得. 拟合观测的分布得 $\alpha \approx -1.5$(见虚线). 如上分析,由于 $\alpha > -2$,在这个分布中 GMCs 所包含的质量将占有支配地位.

从整个银河系来看,尺度范围从几个 pc 到 100 pc,质量范围从 10^4 到 $10^7 m_\odot$内,大约 90%的银河系总 H_2 质量集中在直径度 $D > 20$ pc,$m > 10^5 m_\odot$的 5 000 个云中. 而在这 5 000 个云中的 1 000 个更大的云($D > 50$ pc,质量 $m > 10^6 m_\odot$)则包含了 50%的总 H_2 质量.

利用^{12}CO的资料还导出了分子云的尺度谱(云尺度的数密度分布). 图 5.17 展示的就是由 Sander, Solomon 和 Scoville 得到的分子云的尺度谱[58]. 图中涉及到的分子云都是 $D > 10$ pc 的巨分子云. 这个分布可以相当好地用一个幂律分布来拟合,即

$$N(D) \propto D^{-2.32 \pm 0.25} \tag{5.3.4}$$

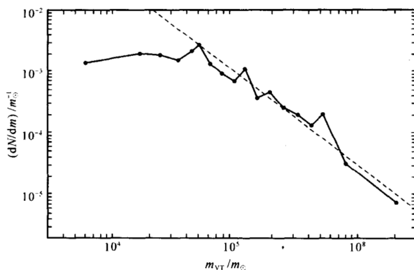


图 5.16 根据 Solomon 等人[21]星表中 273 个云的位力质量得到的质量谱．图中虚线满足方程 $dN/dm \propto (m/10^5)^{-3/2}$[57]

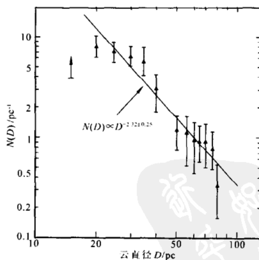


图 5.17 由 Sander，Solomon 和 Scoville 得到的云直径 $D>10$ pc 的分子云尺度谱[58]．图中拟合线满足 $N(D) \propto D^{-2.32}$

和质量谱一样，由^{12}CO资料得到的尺度谱受云的混叠影响也很大. Liszt 等和 Casoli 等已经作了利用^{13}CO资料确定分子云尺度谱和质量谱的尝试[17,59]. 向等用^{13}CO资料得到了指数律的尺度分布函数和质量分布函数，它们是[60]：

$$f(D)\propto\exp\left[-\left(\frac{D}{\mathrm{pc}}-16\right)/11\right] \tag{5.3.5}$$

$$f(m)\propto m^{-2/3}\exp\left[1.46-0.043\left(\frac{m}{m_{\odot}}\right)^{1/3}\right] \tag{5.3.6}$$

该实测的质量谱非常接近由 Kwan 的云-云碰撞理论所预期的质量谱[61]（详见下一节）.

2. 分子云的尺度、质量、速度弥散、CO 光度间的统计关系

这里仍主要介绍由 Massachusetts-Stony Brook^{12}CO巡天导得的结果.

(1)尺度-线宽关系

Rivolo 和 Solomon 根据 Massachusetts-Stony Brook 巡天所证认的 273 个巨分子云的资料[21]统计研究了分子云的尺度和谱线宽度间的关系[57]. 统计中对每一个云定义了一个尺度参量 S：

$$S\equiv D\sin(\sigma_l\sigma_b)^{1/2} \tag{5.3.7}$$

式中 D 是云离太阳的距离，S 是云弥散尺度的测量，它与 σ_l 和 σ_b 有关，σ_l 和 σ_b 是经天线温度权重后在银经和银纬上的 rms 尺度.

$$\begin{aligned}\sigma_l &= \left[\frac{\Sigma T_i l_i^2}{\Sigma T_i}-\left(\frac{\Sigma T_i l_i}{\Sigma T_i}\right)^2\right]^{1/2}\\ \sigma_b &= \left[\frac{\Sigma T_i b_i^2}{\Sigma T_i}-\left(\frac{\Sigma T_i b_i}{\Sigma T_i}\right)^2\right]^{1/2}\end{aligned} \tag{5.3.8}$$

式中 $T_i=T_R^*$ 是分子云单个元的有效天线温度. 用关系式(5.3.7)求得的云大小比用云边界的效果好. 从统计上看，云的有效半径 $R_e\approx 2S$（详见参考资料[21]的分析）. 对 273 个云的数据最小二乘法拟合得谱线宽度（或内部速度弥散）

$$\sigma_v=1.0\pm0.3\ S^{0.5\pm0.05}(\mathrm{km\cdot s^{-1}}) \tag{5.3.9}$$

式中 S 的单位是 pc. 图中 σ_v 的弥散度为 30%.(5.3.9)式的结果和 Sander 等人(1985 年)对 80 个 GMCs,Dame 等人(1986 年)对 26 个 GMCs 的结果基本一致. 前者是 $\sigma_v = 0.88D^{0.62}$(D 为云直径)[62],后者是 $\Delta v = 1.2R^{0.5}$(R 为云半径)[40]. Myers(1983 年)分析了 46 个小暗云($R<2$ pc)的速度弥散和尺度关系,发现一个类似的幂律分布,且指数为 0.52[63]. 由此看来,这种尺度-线宽关系在一个很宽的速度范围内(约 50 倍的因子)可以成立. 它反映了分子云从大云到小云的自相似的性质,以及对分子云动力学的一个基本理解. 我们知道,当一个云处于位力平衡时有 $\Delta v^2 = \alpha Gm/R$ 成立,α 为接近 1 的常数(注:已知 100 多个 R 在 0.1～100 pc 的云或云核满足此关系[64]). 若 $\Delta v \propto R^{0.5}$,则有 $m \propto R^2$,它意味着对所有上述满足位力平衡关系(即自引力与随机运动平衡)的 GMCs,其平均的 H_2 柱密度近似为一个常数. $N(H_2)$的量级为 10^{21}cm^{-2},与云的尺度无关. 这一简单结论可能告诉我们一些重要的事情,它不管 GMCs 如何形成,也不管 GMCs 是如何自调节的,其柱密度均一样,这显然是对云形成理论的一种挑战.

早在 1981 年 Larson 就根据文献调查提出,分子云的尺度-线宽关系中的指数应接近于 1/3[65]. 它反映了一个 Kolmogorov 湍动谱. 这个关系和(5.3.9)式所反映的观测结果有距离. 但分子云的湍动对这一关系仍然起作用. 一些研究认为:观测到的尺度-线宽关系可能是由分子云中超声的 Alfven 波的随机位相谱引起的[66]. 而有的则认为:这一常数柱密度很可能是因 ^{12}CO 谱线的饱和引起的观测上的偏差和灵敏度限制的结果(因为强度的限制相当于柱密度上的限制)[1].

(2)位力质量和质量-光度关系

根据已经确定的每一个云的物理大小和内部速度弥散,由位力定理可以得到云的总质量[57].

$$m_{vir} = f_p \frac{S \cdot 3\sigma_v^2}{G}(m_\odot) \tag{5.3.10}$$

式中 f_p 是一个投影因子，它取决于云的密度分布轮廓．S 即上面提到过的分子云的弥散尺度．对于 $\rho(r) \propto r^{-1}$ 的密度轮廓，$f_p = 2.9$，对于 $\rho(r) \propto r^{-2}$，$f_p = 2.5$．若取 $f_p = 2.9$，则

$$m_{vir} = 8.7 \frac{S \cdot \sigma_v^2}{G}(m_\odot) \tag{5.3.11}$$

式中 G 和 σ_v 的意义同前．利用上式计算了列在 Solomon 等人星表中，银河系第一象限中 273 个巨分子云的位力质量 m_{vir}，发现在所证认云的位力质量和观测的 CO 光度间存在一个近乎线性的统计关系，即

$$m_{vir} = 39(L_{CO})^{0.81}(m_\odot) \tag{5.3.12}$$

该关系覆盖四个量级．云的距离范围是 2～15 pc．式中 L_{CO} 的单位是 $K \cdot km \cdot s^{-1} pc^2$．尽管 m_{vir} 和 L_{CO} 不是严格的线性关系，但在云的质量从 $10^5 \sim 5 \times 10^5 \sim 10^6 m_\odot$ 时，比值 m_{vir}/L_{CO} 分别为 6.2，4.2 和 $3.6 m_\odot/(K \cdot km \cdot s^{-1} pc^2)$，其改变不到一倍．采用中间的质量 $5 \times 10^5 m_\odot$ 可得到从 CO 积分强度到 H_2 柱密度的转换因子 $X(=N(H_2)/I_{CO}) \approx 3 \times 10^{20} cm^{-2}/(K \cdot km \cdot s^{-1})$．这个由经验关系(5.3.12)推得的 X 因子可用于一般情况下银河系甚至星系中分子云质量的计算．对此可作如下理解，如果分子云是均匀和位力化的($v^2 \propto m/r$)，CO 发射是光厚和热化的，那么 X 和气体温度 T 以及密度 n 的关系可表示为：$X = 常数 \times T n^{-1/2}$．由于具有较高温度的气体在某种程度上有较大的密度，因此 X 因子可以保持相对的稳定．然而，详细的模型和观测表明在星系中 X 因子会有实质性的变化．如在星暴星系 M82 中发现该 X 相对标准值的偏离高达一个 5 的因子，在星系核中则大约改变一个 2 的因子[67]．由此可见，通常的 X 因子是不适于极端的星系环境的．通常的 X 因子非常接近于用其它方法，如光学消光和 γ 射线方法得到的结果．这就

意味着分子云的位力平衡假设确实是正确的. 即分子云是自引力束缚的,而不是靠与处在热相位的星际介质的压力平衡束缚的.

3. 小结:分子云和银河系的总体参量

由大尺度^{12}CO和^{13}CO巡天得到的丰硕成果还表现在提供了一系列分子云和银河系的固有特征和总体参量. 表 5.9 就是用^{12}CO和^{13}CO资料导出的具体结果[23,33,56,57].

表 5.9 由^{12}CO和^{13}CO的 $J=1$—0 谱线导出的分子云和银河系的特征参量

分子云个体固有特征参量	由^{13}CO导出	由^{12}CO导出
平均直径$\langle D\rangle$	25 pc	40 pc
平均质量$\langle m\rangle$	$2\times10^5 m_\odot$	$4\times10^5 m_\odot$
平均密度 n_{H_2}	$300\ cm^{-3}(R\approx5\ kpc)$	$180\ cm^{-3}$
分子云总体特征参量	**由^{13}CO导出**	**由^{12}CO导出**
分子云质量谱	$f(m)\propto(m/m_\odot)^{-2.3}\exp[1.46-0.043(m/m_\odot)^{1/3}]$	$dN/dm\propto m^{-1.5}$
分子云尺度谱	$f(D)\propto\exp\{-[(D/pc)-16]/11\}$	$N(D)\propto D^{-2.32}$
云际速度弥散度 σ_{c-c}	$4.2\ km\cdot s^{-1}$	$3.8\ km\cdot s^{-1}$
H_2 空间平均数密度$\langle n_{H_2}\rangle$	$2.5\ cm^{-3}(R\approx5.5\ kpc)$	$3\ cm^{-3}(R\approx4\sim8\ kpc)$
H_2 柱密度 N_{H_2}	$1.8\times10^{22}\ cm^{-2}$	几$\times10^{21}cm^{-2}$
银河系特征参量	**由^{13}CO导出**	**由^{12}CO导出**
H_2 与 H I 的质量比 $\langle m(H_2)\rangle/\langle m(H\ I)\rangle$	$\sim6(R=2\sim10\ kpc)$	$20(R=4\sim8\ kpc)$
H_2 面密度 σ_{H_2}	$14m_\odot pc^{-2}$	$20m_\odot pc^{-2}(R=4\sim8\ kpc)$
H_2 与 H I 的面密度比 $\sigma_{H_2}/\sigma_{H\ I}$	$6(R\sim5\ kpc)$	$10(R=4\sim8\ kpc)$
银河系总质量 m_{tot}	$1.6\times10^9 m_\odot(R=4.5\sim10\ kpc)$	$2\times10^9 m_\odot$
银河系分子云总数 N	$\geqslant8\ 000(R=4.5\sim10\ kpc)$	5 000

5.3.5 星系中分子云的大尺度分布、旋臂结构和核区分布

分子气体的分布对确定星系的结构和演化有决定的意义. 分

子气体已在上千个星系中探测到了. 对河外星系中分子云的大尺度分布和各种统计特性的研究基本上是依据200多个星系的巡天资料作出的. 它的目的是要搞清:(1)在特指星系中分子气体的径向分布;(2)分子云对旋臂的相对约束;(3)星系中分子的相对含量与星系类型及光度的关系;(4)在星系核中分子的含量和分布. 表5.10列出了1990年前已发表的有关河外星系CO分子巡天方面的工作. 表中提到的参考文献读者可查阅参考资料[68].

表5.10 在星系中CO分子的巡天结果

星系类型	样本尺度	探测次数	所用望远镜[注]	参考文献
Ellipticals	1	1	IRAM	Huchtmeier et al. (1988)
IR Bright				
Centers	20	10	FCRAO	Young et al. (1984)
Maps	14	14	FCRAO	Young et al. (1986a)
High Luminosity	15	15	FCRAO	Sanders et al. (1986)
High Luminosity	3	3	OVRO	Sanders et al. (1988)
Ultra-high Lum.	5	4	SEST	Mirabel et al. (1988b)
High Luminosity	4	1	OVRO	Scoville et al. (1989)
Global Properties	124	108	FCRAO	Young et al. (1989)
Irregulars				
Magellanic	6	1	NRAO	Elmegreen et al. (1980)
Star-forming	1	1	FCRAO	Young et al. (1984)
Star-forming	3	3	FCRAO	Tacconi and Young (1985)
Dwarf Irr's	15	6	FCRAO	Tacconi and Young (1987)
Blue Compact Galaxies	12	0	IRAM	Arnault et al. (1988)
Isolated and Interacting				
Maps	26	26	FCRAO	Young et al. (1986b)
Maps	93	90	FCRAO/NRAO	Solomon and Sage (1988)
Radio Bright	21	20	FCRAO/NRAO	Sanders and Mirabel (1985)

续表

星系类型	样本尺度	探测次数	所用望远镜[注]	参考文献
Seuferts	9	2	NRAO/BTL	Bieging et al. (1981)
	9	0	NRAO	Wilson et al. (1979)
	43	18	NRAO	Heckman et al. (1989)
SO's				
Centers	11	5	NRAO	Sage and Wrobel (1989)
SO-Sa	20	11	FCRAO	Thronson et al. (1989)
Spirals				
Early Types	24	22	OSO,SEST,IRAM	Wiklind and Henkel (1989)
Gas-Rich	29	5	NRAO	Rickard et al. (1977)
Nearby	81	5	NRAO	Rowan-Robinson et al. (1980)
Range of...				
Arm Types	29	20	BTL	Stark et al. (1987)
Hubble Types	19	6	BTL	Verter (1983,87,88)
SRB Galaxies	23	5	NRAO	Elmegreen & Elmegreen (1982)
Sc's	9	9	FCRAO	Young and Scoville (1982)
Starbursts	42	9	FCRAO	Jackson et al. (1989)
Virgo Cluster				
Centers	25	18	FCRAO	Young et al. (1985)
Major Axis Maps	42	34	FCRAO	Kenney and Young (1986,88,89)
Total CO	47	25	BTL	Stark et al. (1986)
^{13}CO Observations				
Centers	8	5	BTL	Encrenaz et al. (1979)
Disks	6	6	NRAO	Rickard and Blitz (1985)
Disks	6	6	FCRAO	Young and Sanders (1986)

注：BTL＝Bell Telephone Laboratories
NRAO＝National Radio Astronomy Observatory
FCRAO＝Five College Radio Astronomy Observatory
OSO＝Onsala Space Observatory
IRAM＝Inst. Radio Astronomy Millimetrique
OVRO＝Owens Valley Radio Observatory.

根据表 5.10 中所列的巡天资料有可能得到各种类型星系的分子云的大尺度分布. 其中图 5.18 是 6 个 Sc 星系(实线)的 CO 积分强度径向分布(已对方位角求平均),虚线表示的是银河系的 CO 径向分布(注:分子氢的表面密度则由 CO 积分强度导出)[69]. 可以看出二者有很大的区别,在 Sc 星系的中心,分子的分布最强,然后随半径(离星系中心距离)增大逐渐下降,并且没有像银河系那样在 1～4 kpc 之间有分子气体分布的陡降以及 4～8 pc 间的分子环特征. 图 5.19 展示的是 8 个 Sb/Sbc 星系的 CO 径向分布. 和 Sc 星系不同,许多 Sb 星系在中心处分子积分强度下降[69]. 星系中分子分布特性与银河系相同之处是 H_2 的径向分布与 H I 的分布

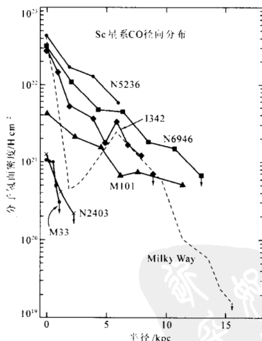


图 5.18　六个 Sc 星系的 CO 积分强度的径向分布(图中实线所示). 图中虚线表示的是银河系的径向分布[69]

都相差很大，在星系中 H I 的分布也相对平坦. 以 NGC6946 为例. H_2 对 H I 的表面密度比率就从中心处的 30 下降到 $R=10$ kpc 处的 1 左右. 对类型不同的星系此比率是不同的. 以旋涡星系为例，从 So/a 型到 Sd/m 型，分子气体相对原子气体的质量比率大约下降 20 倍. 观测还表明，最强的发射来自星系中心的这一特征也适于大多数其它类型的旋涡星系. 然而对某些 Sb 星系，其核心处分子的面密度却显著低于盘上的面密度. 如 NGC891，1068，2841，3147，7331 和 M31，IC356 等(参看图 5.19). 有作者认为，这

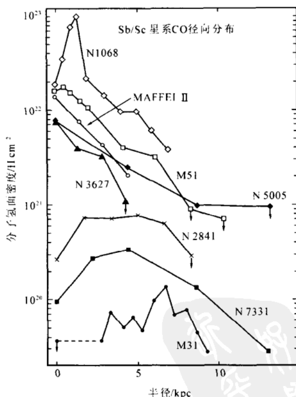


图 5.19 8 个 Sb/Sbc 星系 CO 积分强度的径向分布[69]. 其中 M31 的径向分布在尺度上被下降了一个 5 的因子. 图中 5 个星系的中心显现出 CO 的消耗

种出现在早型星系核心的空洞可能是大量恒星产生的消耗气体的缘故.目前还未发现核心处的CO短缺与星系其它特性间的明显关系.

关于星系的旋臂结构,大量的研究表明,星系中的分子气体是广泛分布的,而不是仅局限在旋臂区.早期的观测由于分辨率太低(波束宽度≈50″～60″)只是勉强能区分臂和臂间区.以后的较高分辨率的研究也证实,尽管重要的旋臂集中的确是存在的,但是大多数的CO发射仍然起源于星系的臂间区域[69].星系中旋臂结构研究的一个最好例子是M51.在M51中有特别明显的旋臂结构.在旋臂上CO的加强是20%,而轴对称的指数盘则贡献了75%的CO总发射.将M51的高分辨率的(7″,相当350 pc)CO发射的综合孔径测量图重叠在用红外连续谱示踪的尘埃臂(用灰度图表示)上,发现它们符合得很好.(见图5.20(a)).若重叠在表征H_α辐射的灰度图上时,发现CO发射相对HⅡ区旋臂的上游大约位移了300 pc.(见图5.20(b)).大约25%的总的CO发射包含在M51的似臂结构中.臂和臂间区的对比度约3∶1.由此可见分子云在旋臂间区确实大量地存在.现在的问题是:如果形成恒星的材料(分子云)在星系中确实分布得相对平滑,那么为什么在星系中由21 cm HⅠ和光学及射电HⅡ区拟合出的旋臂却如此明显呢?这个问题的回答显然涉及到在旋涡星系旋臂上恒星形成的效率.此外与银河系情况类似,在星系中也是较热的分子云(主要地或者惟一地)存在在旋臂上,在星系中观测到的速度位移支持了巨分子云是已经存在的云通过密度波的轨道聚集作用而形成的.臂前和臂后速度的空间重叠意味着激烈的云与云碰撞的存在.

最后简单介绍一下星系核区稠密气体的分布.高分辨率(10″～25″)的CO以及高密度探针分子的观测表明,在许多旋涡星系的核心中有气体的拱核环、棒以及旋涡存在.利用毫米波干涉仪,以更高的分辨率(～2″)对一些星系核区进行了成图测量,得到了

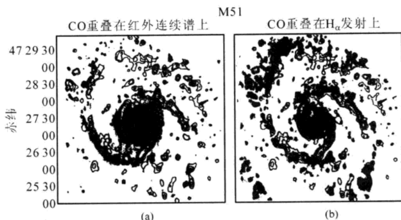


图 5.20(a) M51 中重叠在红外连续谱(用灰度图表示)上的 CO 发射空间分布. 图 5.20(b)重叠在 H_α(也用灰度图表示)上的 CO 发射空间分布[69]

核心附近大约几百个 pc 内分子气体的分布. 以 M82 和 IC342 为例,CO 观测显示,在 M82 核区存在一个半径约 200 pc 的转动环. 在这个环的东南部分,高密分子 HCN(1—0)的成图测量表明,这个"环"可以分解成更多的单个分子云. 对星系 IC342 的 CO 观测则发现,其核区存在一个 15″×70″(相当于 130×600 pc)的分子棒. CO,^{13}CO,NH_3,HCN 和 HCO^+ 等分子的干涉仪图都表明该气体棒是 S 形的. 它的较内区域被一个半径为 100 pc 的环所封闭,该环由 5 个尺度约 20～30 pc,质量约 $3\sim12\times10^5 m_\odot$ 的分子云组成. 这些致密的云($n(H_2)=10^4 cm^{-3}$)非常类似银河系中心观测到的情况[70]. 总之,和银河系相似,星系核区的分子云分布呈现出相当复杂的结构.

近些年来星系分子巡天方面的工作又有不少新的进展. 突出的有:

(1)新发表的 FCRAO 的河外星系 CO 巡天[71]. 它是一次最大星系样本的 CO $J=1$—0 巡天,涉及的星系 Hubble 类型范围最宽. 该巡天对 300 个星系的 1 412 个位置进行了 CO $J=1$—0 的巡

测,在 238 个星系中探测到了 CO 发射. 其中 193 个星系的中心有最强的分子分布;10 个星系(主要是 Sb 星系)在 45″的分辨率上建立了环结构;18 个星系(主要是 Sc 星系)的 CO 分布峰在星系中心的一侧. 由该巡天导出了 151 个星系的 CO 等光度线(isophotal)直径,其相对光学等光度线直径的平均比率是 0.5. 沿星系的哈勃系列该比率有一个变化趋势,对于早型的旋涡星系(S0/a,Sa 和 Sab)比率最小,对于 Sb,Sbc 和 Sc 星系该比率增加,到 Scd 和晚型星系该比率又逐渐减小.

(2)HHT(Heinrich-Hertz 望远镜)的星系 CO 巡天[72]. 该巡天对 28 个邻近星系和 Arp220 进行了 CO $J=3$—2 的亚毫米波观测,提供了迄今最大的河外星系 CO $J=3$—2 谱的样本. 比较 CO $J=3$—2,2—1 以及 1—0 的谱线流量和模型计算可以得到所测星系分子气体的密度和温度.

(3)NRO(Nobeyama Radio Observatary)-45 m 望远镜对 28 个邻近星系完成的 CO $J=1$—0 巡天[73a,b]. 该高分辨率的(好于 FCRAO 望远镜 3 的因子)巡天资料对测量邻近星系分子的分布和速度场是决定性的. 观测表明,分子气体的表面密度在所有旋涡星系较差转动曲线平坦部分是一个指数分布,这种径向分布可能是由分子云粘性引起的气体内向流所确定. 分子气体的这种转移增加了星系中心区域的气体密度.

(4)BIMA(Berkely-Illinois-Maryland Association)的邻近星系 CO $J=1$—0 巡天[74a,b]. 该巡天对 44 个邻近星系的中心和盘进行了空间分辨率仅 6″的系统成像和研究,它不同于以往的高分辨率的 CO 巡天,该巡天对每一个星系都在较大的区域(大多数星系为 200″)内完成了成图. 这些 CO 发射的天图显示出星系中分子气体位形的多样性. 其 CO 亮度的分布也和星光的分布不同,表现出相当多的子结构. 因此该巡天资料是邻近星系分子发射积分强度图、频谱图、速度通道图的一个独特的数据库.

§5.4 分子云的形成与寿命

分子云的兴趣主要来自恒星形成.恒星从无到有,分子云也有一个从形成到发展乃至消亡的过程.这个过程具体讲即分子云的生命循环.对分子云生命循环的理解是至关重要的.它关系到对恒星如何在分子云中形成的理解,也关系到对星际介质动力学乃至整个星系演化的理解.分子云的形成是一个很复杂的问题,分子云的高度不规则结构及其复杂的位形更导致这一问题的困难.

5.4.1 分子云结构的形成、演化与瓦解

分子云形成和演化过程中的时标(即分子云的寿命)问题是分子云研究中的一个基本问题.它和分子云是否可示踪银河系的旋臂结构以及恒星形成有着密切的联系.我们知道,恒星形成的第一步是要产生一个致密的云.为此有必要研究分子云是怎样从弥漫的星际介质中形成的.从大的尺度看云的形成涉及旋涡密度波,星系发电机(dynamo),OB 星协中的多重超新星爆发以及背景星光的电离与离解等.对其中许多过程目前尚缺乏详细的观测,还难以准确地去模拟大尺度云的形成.从小的尺度看,云的形成又与丛块中的气体动力学,"湍动的"磁介质有关.在这种介质中存在着大量的超声的以及超阿尔文波的相互作用.但是对于这种介质的宏观状态方程目前还不甚了解,这样介质中的压强如何随密度变化,甚至压强本身的意义也不是很清楚的[1].

谈到分子云的形成模型,早在 20 年前就有不少作者研究过,它们主要有 3 种:

(1)在旋臂上的分子气体由于帕克(Parker)不稳定性形成分子云[2].

(2)在旋臂上由于引力不稳定性形成分子云复合体[3].

(3)分子云通过云-云碰撞，以一定概率接合(Coalescence)，逐步由小云变成大云[4].

然而在确定分子云形成机制上仍有许多困难. 除了上面提到过的，它们还表现在云定义上的明显困难和多重形成机制的可能性[5].

分子云的形成首先涉及到的是星际介质中某种结构的形成. 由于云边界的模糊性，明确定义一个云严格讲是有困难的. 在云明显分层次或团块结构时，云和云际物质的概念更是混淆的. 此外，分子云的形成与瓦解的研究通常集中在某种特定的云上，如冷的弥漫云或巨分子云(GMC). 由于星际介质的不纯一性(多层次性)以及这两种云间的联系又常常限制了这一研究. 如某些弥漫云在 GMC 的边缘上有结构，而某些 GMC 则是更大原子云中的核区. 这种不纯一性意味着任何特定的似云特征都可能有几种形成机制. 研究云形成机制就是要研究什么样的过程使弥漫的星际气体进入一种结构，即得出所观测到的一定区域的密度加强和形成成协的大尺度结构.

从目前研究看，有 3 种基本过程可以导致云的形成，特别是巨分子云的形成. 它们是[5]：

(1)周围的气体被激波压缩形成云.

(2)通过云-云碰撞，小云聚集成大云. 这种碰撞分带磁场和不带磁场两种. 根据云-云碰撞特性，该机制又分结合(coagulation)形成理论[4,6]和聚合(aggregation)形成理论[7,8]. 前者碰后的质量为碰前两云质量之和；后者则为非弹性碰撞，碰撞中云的相对动能要损失. 观测偏向聚合形成理论[9].

(3)周围介质通过自发的不稳定性形成云(这种不稳定性包括热不稳定性、引力不稳定性和帕克不稳定性等).

这里我们将扼要地介绍如何通过上述的基本过程来形成多层次的云结构. 云的多层次结构主要表现在：云的最大复合体包含许

多分离的云；每一个云又可能包括许多致密的和小的团块；而每个团块又可能包含更致密的核．就像"分子云分类"一节中Goldsmith分类表所阐明的那样．而所谓云的最小尺度指的是在此尺度之下云不再有更多的结构．

由分子云大尺度分布中分子云的统计特性的研究可知，最大层次的云是位力化的($m/(R\Delta v^2)$＝常数)，并有大约相等的湍动压($n\Delta v^2$＝常数)和柱密度(nR＝常数)．而最小层次的云很可能与其周围气体处在总的压力平衡中．它们的内部压力由热运动、湍动、磁声波或磁场来确定．这种小尺度云不是强自引力的．它们应该由一个核和多重的晕结构组成．而这个晕则由多种不同类型能量的穿透深度决定(如宇宙射线、X射线、磁声波、非电离星光和电离星光等)．小尺度云可能因碰撞-感应的大云碎裂而形成，也可能因吸积爆发后冷却了的超新星壳层物质或因周围环境中热气体的凝缩而增长．当然它们也会因一个热环境下的汽化而消散，也可能因附近OB星或UV星的电离或者较小云间的直接碰撞以及通过一个激波波前的作用而瓦解．

关于强自引力云的概念我们补充如下．强自引力云主要指恒星正在内部形成的云．而弱自引力云主要指弥漫云、丝状体和壳层等．我们可引进一个无量纲的参数，即$P/[G(\sigma_c)^2]$来判断它们．P是边界压力，G引力常数，σ_c云质量柱密度．如果该参数是大的，那么外部压力将限制住这个云，而云的自引力将相对不重要．如果该参数是小的，那么这个云是自引力束缚的，尽管此时外部压力在确定云的半径和平均云特性中仍然是重要的．上述两种极限情况正好分别对应弥漫云和自引力云．

下一个较大层次的云则是最小层次云的一种集合．它可能是由于作随机运动的小云先聚集在一起，然后由于磁的牵连而黏结成较大的云或者由于某些大尺度的压力扰动而被驱赶结合在一个壳中．如果是带磁场碰撞引起的这种凝聚，则可保持住大多数原有

的云-云际结构.而一些直接的碰撞有可能破坏掉一些云并使它们填补到该区域的云际或团块际星际气体中去.这种较大层次云中的湍动压可能超过周围的压力,而这种湍动则可通过连续的碰撞、恒星形成以及磁云的相互作用维持.

更大层次的云可能是因为云的某些磁的凝聚而带到一起来了.此时可能涉及到许多大尺度的气体流,如在密度波、巨大的挤压壳或多种的大尺度力(诸如自引力、星系引力)中所遇到的.因此这最大云将由于星系尺度上的激波,引力或磁的不稳定性而形成.详细的过程仍不外是已存在小云的大块聚集和接合.

根据上面的分析,一个年老的云要比年轻的云较少团块(除了因恒星风造成的团块).可以推测,巨云复合体将因年轻星产生的星风或HⅡ区的高压而破坏,也可能因与其它云碰撞而瓦解.这种瓦解应该不是完全的.因为一个大云是不可能那么容易地整个地转变为一个均匀的低密度气体,而常常分裂成许多碎片,并且会被新诞生星星风的压力或碰撞推向周围.这些破裂的碎块以后可能又作为单个的云出现,也可能与前面的云复合体中的团块结合.一个单个云复合体的寿命大约小于 10^8a,而来自复合体中云块的年龄将长于它.这样气体从进入到离开这低密云际介质的循环时间可能是 10^8a 或更长.此外,在星系旋臂上由于碰撞-接合和引力不稳定性形成的大云复合体也可能被臂间区域增长的潮汐力所破坏.

由以上的分析可知,云形成机制(包括分子云)是一个尚未定论的正在进展的课题.有关云形成和演化的完整描述必须求解高度非线性的流体力学方程. Elmegreen 总结出 5 种有关云形成模型的基本方程.这些模型是:(1)热不稳定性;(2)引力不稳定性;(3)小云集结成大云的随机碰撞;(4)激波波前对低密气体的直接压缩;(5)湍动与磁流体力学波相互作用[1]. Mouchovias 在分析了星际介质中的各种不稳定性后认为,对于引力不稳定性,即使在没

有磁场时也只适用于特别大的云(超云)的形成. 如假设星际 H I 云的典型参数为:H 原子密度 $n_H=1\ cm^{-3}$,温度 $T=6\ 000\ K$ 则可求出只有质量 $m>10^7 m_\odot$的 H I 云才可因金斯不稳定性而形成. 对于热不稳定性,他分析得出只有小云的形成才适用. 因此 Mouchovias 认为磁的瑞利-泰勒不稳定性(即帕克不稳定性)才是最有前途的分子云形成机制[10]. 这种不稳定性可以由银盘中的旋涡密度波和任何其它的大尺度扰动触发.

分子云特别是巨分子云的形成和发展过程同时也伴随着分子云的瓦解和碎裂. 分子云的碎裂与云-云碰撞有关,与磁双极扩散有关,与云的塌缩有关,也与刚形成的星与母分子云相互作用有关. 因此是一个十分复杂而交错的图景. 实际上一个单阶段的分子云碎裂过程通常也是分子云核的形成过程. 一种观点认为由于双极扩散引起的磁流体力学波的衰减是这种碎裂的主要原因[11].

5.4.2 分子云形成与寿命 云形成的短寿命模型和长寿命模型

上一节分析了各种层次云结构的形成、演化和瓦解过程. 而分子云的寿命就是指一个特定云形成和瓦解的总时间. 分子云的寿命和分子云的形成模型有关,与分子云的运动学有关,与新形成的星与母分子云的相互作用有关. 目前已知恒星的形成速率大约为 $1\sim 4m_\odot a^{-1}$,对于一个大约 $2\times 10^9 m_\odot$ 银河系的分子云总质量,如果这个质量全部地进入恒星中,那么云的寿命最大也不会超过 $2\times 10^9 a$. 同时,当一个亮星形成时,它的动力学效应又可能引起某些云的破裂,这就使分子云的寿命变得更短.

谈到分子云的形成模型,它又与分子云与云际介质的构成有关. 云和云际介质总是处在压力平衡中的. 在分子云理论里关于云和云际介质的构成曾有过两种模型:

(1) 两相位(成分)模型. 该模型认为星际介质由密度约 $300\ cm^{-3}$,温度约 20 K 的冷云和密度约 $0.3\ cm^{-3}$,温度约 10^4 K

的云际物质组成. 在该模型中大约一半的星际物质被认为处在云际区域.

(2)三相位(成分)模型. 在这种模型中,云际介质的温度很高(约 10^7 K),但是密度很低,仅为 $10^{-1}\sim10^{-2}\text{cm}^{-3}$. 此外在热的云际介质和冷分子云交界处还存在一个热成分的云,其密度和温度处于云际介质和冷分子云间. 该模型还认为,星际物质的大部分质量处在云中.

在文献中关于云和恒星形成以及云的寿命也一直存在着两种非常不同的看法[1],我们可分别称其为云形成的"短寿命模型"和"长寿命模型".

云形成的短寿命模型认为:自引力云是从周围的气体中连续地形成的. 并且在一个大约 10^7a 的动力学和耗散时标里塌缩成星. 新的星一旦形成将以类似的时标很快地破坏其前身云. 云形成的短寿命看法基于星际介质的两成分模型. 在旋涡星系中占星际物质一半质量的云际气体在遇到旋涡引力势时,将在其最小值处压缩和冷却. 这种大尺度的引力不稳定性导致了分子云的形成. 所得分子云的平均寿命 $\leqslant4\times10^7$a. 分子云的瞬态结构是短寿命的一个重要特征. 短寿命模型的观测证据主要有:银河系内、外区域的巡天观测揭示,巨分子云的大尺度分布显示出旋涡结构. 对星系特别是 M51 的观测也表明,CO 分子集结在旋臂上[12]. 再有疏散星团和 OB 次星协在 3×10^7a 内就要毁灭掉它们的前身分子云[13,14]. 再者,巨分子云既不是中心浓密的,又不是接近球形的,即没有晚期云的形态. 因此它应该是年轻的,寿命应 $<10^8$a. 短寿命模型的早期研究主要有:Bash,Green 和 Peters(1977 年)[13],Elmegreen(1979 年)[15]和 Blitz 和 Shu(1980 年)[2]等.

云形成的长寿命模型认为:由于分子云在旋臂的臂间区被大量地发现,同时又由于银河系中整个恒星形成的速率是低的,因此自引力云应该是相对稳定的和长寿命的. 云形成的长寿命的看法

是基于星际介质的三成分模型.在这种模型中,星际物质的大部分质量以分子形式存在于云中.而云际介质极为稀薄,且由于其温度极高不能响应旋涡的扰动,即使在引力最小点也不易压缩和冷却.同时又由于几乎全部物质都存在于云中,因此大质量分子云的形成就只能靠云-云碰撞,小云聚结.由此导出的分子云寿命约为2×10^8a,甚至高达10^9a.支持长寿命模型的讨论主要有:Scoville和Hersh(1979年)[16],Kwan(1979年)[4]以及Scoville,Sanders和Clemens(1986年)[17]等.

分子云不同形成模型间的分歧和争议一直是存在的.有一个时期有利于长寿命模型的证据似乎占上峰,然而随着分子云理论研究的深入,发现长寿命模型在很多方面可能有困难.目前不利于长寿命模型的看法主要有:

(1)Elmegreen等认为,分子云在臂间区的渡越时间常常是相当短的,与长寿命模型中的云寿命相比要短得多[1].在大多数分子云存在的银河系较内区域,如果旋臂图样的运动速率是13.5 km·s^{-1}·kpc^{-1},则臂-臂的渡越时间$<10^8$a.这样在臂间区过渡的时间可能更短.

(2)长寿命模型的一个重要依据是由于星系中低的恒星形成速率,不同的观点认为这也不能说明分子云是稳定的和长寿命的.因为由于大质量星形成对分子云有效的破坏,因而短寿命云同样可以有一个低的恒星形成效率.也就是说初始的、迅速的分子云收缩以及一个有效的消散综合起来可以达到仅仅一小部分气体在其云结构有重要改变时形成星.这就可以在短寿命方案下获得较低的恒星形成速率.

近年来的研究进一步支持了分子云形成短寿命的结论[18,19].这一点可以从恒星形成的角度来理解.已知巨分子云是恒星形成的最主要场所,取典型的GMC参数:质量$m_{cl}=5\times10^5 m_\odot$,半径

$R_{cl}=30$ pc，如果云是位力化的，则云的动力学时标 $t_{cl}\left(=\frac{R_{cl}}{\Delta v}\right)\approx[R_{cl}^3/GM_{cl}]^{1/2}\approx4\times10^6$a. 式中 Δv 是云内部的高斯速度弥散. t_{cl}也称云的横越时间. 已知银河系中 H_2 的总质量 m 大约为 $2\times10^9m_\odot$，则 $m/t_{cl}\approx500m_\odot a^{-1}$，比目前观测到的恒星形成速率至少大 100 倍. 因此很长时间来一直有争议，即分子云的寿命应远大于云的动力学时标，除非恒星形成效率 SFE 特别的低(在这里假设 SFE 指的是 GMC 消散前转换到恒星中的分子气体比份). 最近 Elmegreen 从观测的角度出发，提出了一个有力的论证，即分子云的寿命与它们的动力学时标是可以比拟的[18]. 这些观测包括：(1)嵌埋星团(指深埋于分子云的年轻星团)的年龄测量及其与成协分子云动力学时标的比较；(2)大麦哲伦云(LMC)中星团年龄差相对云的分离的测量及其与分子云横越时间和分子云尺度相关的比较；(3)嵌埋星团的分层次结构；(4)包含恒星形成的稠密云的高度碎片性等. 这些观测支持了恒星形成发生在仅一个或两个的横越时间内. 虽然恒星形成如此迅速，但由于分子云的多重碎裂结构确保了仅仅一小部分云的质量能够形成星，从而避免了恒星形成速率过大的问题.

5.4.3　分子云的理论质量谱

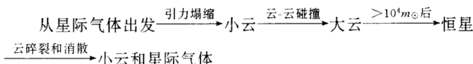
前面已经提到分子云的寿命与分子云的形成模型有关，而不同的形成模型又导致分子云按质量的不同分布(即质量谱). 因此观测的质量谱是对分子云形成理论的检验. 此外，由于恒星形成的初始质量函数也和分子云的质量谱有关，因此质量谱的观测和理论研究在恒星形成的研究中也占有重要的地位. 它是分子云的一个重要的总体性质. 在 § 5.3 中我们已经介绍过根据 CO 巡天资料导出的实测质量谱. 这里我们将通过一个例子来说明如何从一个具体的分子云形成模型出发，导出分子云的理论质量谱的.

鉴于星际物质基本上是一种云状的流体，因此在一个大尺度上大多数气体的动力学都涉及到气体云和气体团块的运动．在巨云形成上一个共同的方面是：几乎所有的已经提出来的云形成模型，除了纯的热不稳定性外，都卷入到了小云或团块聚合成大云的过程[1]．在宏观的热和引力不稳定模型中，这种聚合是由自引力、压力和碰撞耗散等作用驱动的．云的每一次相碰结果，无论是接合还是瓦解在这里都是不重要的．因为所有类型的碰撞都将耗散能量，而这种耗散能使气体的凝聚得以进行．事实上，从分子云的形成和演化来看分子云很可能正在以能量耗散的时标（$\approx 4\times 10^7$a）而不是以自由下落时标收缩到致密的核和形成恒星的．基于上面的观点我们可以把大多数云的形成看成是小片的云聚集在一起形成大云的过程．为此本节我们将以云-云碰撞，云增长的模型为基础讨论理论质量谱的形成．关于云-云碰撞云形成模型已经有许多作者如：Oort（1954 年），Field 和 Saslaw（1965 年）以及 Kwan（1979 年）等提出过[20,21,4]．它们都属于经典的碰撞-聚集模型．在这类模型中假设碰撞是随机的，而且基本上是一碰就接合的．

本节我们着重介绍在 Kwan（1979 年）的云-云碰撞模型下质量谱的计算．首先给出一个质量谱的定义．分子云按质量的分布可用函数 $N(m)$ 或 $f(m)$ 表示．后者表示在质量的单位对数间隔内分子云的数目，$N(m)$ 和 $f(m)$ 统称为分子云的质量谱．其次还有必要给出分子云寿命的定义．和上一节提到过的关于一个特定云的寿命稍有不同．分子云的寿命按云-云碰撞模型来理解，它既有巨分子云生成期限（在它破坏以前）的含义，又有较小云生长为特定质量云所需时间的含义．显然，它既和云的演化时标有关，又与云的质量分布有关．

Kwan 的云-云碰撞质量谱理论有以下一些假设：(1) 假定两个正在相碰的云，一旦碰上即以一定的概率接合（coalesce）；(2) 由 21 cm 谱线的观测导出的星际云的平均速度约 10 km · s^{-1}；(3) 柱

密度相近的两块云相碰不受相互引力的影响；(4)同一块云中不同部分碰撞后速度可不同，并可引起云的碎裂；(5)当一个云与柱密度越大的云碰撞，接合的概率越大，因此按此模型大云基本靠吸积小云来增加质量. 然而，当一个巨云伴随恒星形成时，则将导致将其一部分质量送回云际介质或在云际介质中形成一个小云分布. 上述的云-云碰撞物理过程也可以总结如下：



恰好构成了星际云的一个生命循环[22]. 在这个循环中，无论从局部(分子云)还是从全局(整个星系)看. 云-云碰撞都是其中重要的部分.

下面我们来讨论分子云质量分布所满足的方程. 设：单位体积内质量为 m 的云的数目为 $N(m)$，则云数变化率的统计平衡方程如下：

$$\frac{\partial N(m)}{\partial t} = - N(m)\sum_{m'=m_0}^{\infty} N(m')\sigma(m,m')v(m,m') + \frac{1}{2}\sum_{m'=m_0}^{m-m_0} N(m')N(m-m')\sigma(m',m-m')v(m',m-m') - \frac{N(m)}{\tau}H(m,m_1) + \left(\sum_{m'=m_1}^{\infty} N(m')m'\right)\frac{1}{\tau}\frac{\delta(m,m_0)}{m_0} \tag{5.4.1}$$

$\sigma(m,m')$，$v(m,m')$分别是云的碰撞截面和相对速度；m_0 是云的不连续质量单位(假定云质量是量子化的)；m_1 为一特征质量，它定义为提供恒星形成的最小估计质量(一般定为 $10^4 m_\odot$). $m>m_1$ 后，云由于恒星形成而迅速瓦解，或者说，$m>m_1$ 后，云的破坏时间短于云进一步增长时间. 假定 $m>m_0$ 的云均有一个相同的特征寿命 τ，统计地看，在此 τ 内约有 60%的质量大于 m_1 的云又分裂了.

函数
$$H(m,m_1)=\begin{cases}0 & m<m_1\\ 1 & \text{其它}\end{cases} \tag{5.4.2}$$

$$\sum_{m'=m_1}^{\infty}N(m')m'=\rho_* \tag{5.4.3}$$

ρ_*是 $m>m_1$ 的云物质密度. 方程(5.4.1)中,第一项代表由于和其它云的碰撞导致质量为 m 的云数损失的速率;第二项代表在较小质量云之间,碰撞-接合,导致质量为 m 云数增加的速率;第三项代表在 τ 时间内云的自然消亡过程;第四项代表云的自然增长(假定云的破碎也是按单位质量 m_0 进行的).

解出云数速率方程(5.4.1),便可得到分子云的质量谱. 这里我们可以得到(5.4.1)的一个近似解. 当巨云的生长时间大于它们的寿命时,云质量的增加大多是吸积质量比它小得多的云而来. 这样方程(5.4.1)中第二项的 $N(m-m')\sigma(m',m-m')$可以在 m 附近泰勒展开,忽略高次项,对于 $m>m_1$,方程(5.4.1)变成(注:此时第 4 项为零,因为 $\delta(m,m_0)=0$)

$$\frac{\partial N(m)}{\partial t}\approx-\left[\sum_{m'=m_0}^{\infty}N(m')m'v_{m'}\right]\frac{\partial[N(m)\sigma_m]}{\partial m}-\frac{N(m)}{\tau}\approx-\langle\rho\rangle v_0\frac{\partial[N(m)\sigma_m]}{\partial m}-\frac{N(m)}{\tau} \tag{5.4.4}$$

$$\langle\rho\rangle=\left[\sum_{m'=m_0}^{\infty}N(m')m'v_{m'}\right]/v_0 \tag{5.4.5}$$

$\langle\rho\rangle$是速度加权平均的星际密度,而 ρ_*是质量大于特征质量 m_1 的那些云提供的星际介质的平均密度,v_0 是当 $m<500m_\odot$时云的速度. 设

$$\alpha=\langle\rho\rangle\sigma_0v_0\tau \tag{5.4.6}$$

它相当于云生存期间的质量增长量. 云数 $N(m)$的不连续分布是直接依赖于量 α 的. 式中 σ_0 是 $m=10^5m_\odot$时云的横截面,τ 是分子云平均寿命. 速度

$$v=v_0(500m_\odot/m)^{1/2}$$

解方程(5.4.4)得

$$N(m)\propto\frac{1}{\sigma_m}\exp\left(-\frac{1}{\langle\rho\rangle\sigma_0v_0\tau}\int\frac{\sigma_0}{\sigma_m}\mathrm{d}m\right)\propto\frac{1}{\sigma_m}\exp\left(-\frac{\rho_*}{\langle\rho\rangle\alpha}\int\frac{\sigma_0}{\sigma_m}\mathrm{d}m\right)\tag{5.4.7}$$

对大的 m,$N(m)$对 σ_m/σ_0 的依赖关系是明显的.假设云是球形的,并不管它质量如何均具有均匀的密度,它们的几何横截面可取作

$$\sigma(m)=625\ \mathrm{pc}^2(m/10^5m_\odot)^{2/3}\tag{5.4.8}$$

(其中 625 pc^2 是 $m=10^5m_\odot$时的 $\sigma(m)$,即 σ_0)

这样,上述解变为

$$N(m)\propto m^{-2/3}\exp\left[-3\frac{\rho_*}{\langle\rho\rangle}\left(\frac{10^5m_\odot}{\alpha}\right)\left(\frac{m}{10^5m_\odot}\right)^{1/3}\right]\tag{5.4.9}$$

$N(m)$与 α 有关,也即与分子云平均寿命 τ 有关. τ 越大,表示越多的星际介质进入云区中.计算表明,要产生许多 $10^5m_\odot$的巨云,τ 必须大于 2×10^8a.因此由云-云的弹性碰撞模型出发,分子云应该是长寿命的(注:这一点与目前流行的短寿命观点有矛盾).分子云的质量分布可以通过实测来验证[17,23].观测还表明分子云中的团块和巨云有类似的质量谱[24~26].我们将在“分子云和恒星形成”一章中讨论它们.

值得提出的是,在存在旋涡引力势时,预期在势最小值附近,云-云碰撞将变得更频繁,云的增长率将明显增长 3～6 倍[6]. Kwan 和 Valdes 又在同时考虑旋涡引力势以及云-云之间共同的引力相互作用前提下,计算了由于云-云碰撞、接合所引起的分子云的质量增长[6].图 5.21 给出了在不同云-云碰撞模型下,质量谱 $f(m)$的数值计算结果. $f(m)$是本节提到过的在质量的单位对数间隔内分子云的数目.在不同模型下分子云的质量分布规律分别用实线(A)、虚线(B)、点线(C)和虚点线(D)来表示.它们代表的意义见下表.

模型	旋涡引力势	共同的云-云引力作用	$\frac{t_{gc}}{10^6 a}$
A	考虑	考虑	70
B	不考虑	考虑	70
C	考虑	不考虑	70
D	不考虑	不考虑	70
E	考虑	考虑	140
F	考虑	考虑	42

在这个模型中假设不考虑分子云在吸积过程中云的破裂.但认为当云的质量增长到 $m \geqslant m_{gc}$ 后,云将按下面给出的指数时间关系很快碎裂.即,

$$t(m) = t_{gc}/[1 + \lg(m/m_{gc})] \tag{5.4.10}$$

式中 m_{gc} 取作 $10^6 m_{\odot}$,t_{gc} 值列于上表中.

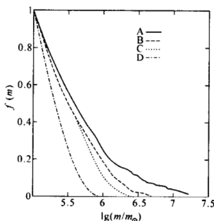


图 5.21 在 A,B,C 和 D 模型下分子云的质量分布[27]

云-云碰撞模型在研究分子云的形成和演化上虽然有重要意义,但其中不确定因素仍很多,如碰撞-接合横截面的选取,分子云的随机成团和引力不稳定性等都是有待进一步调查的问题.

§5.5　分子云物理参数的确定

5.5.1　分子云物理参数确定概述

我们知道,只有一定质量($m>m_J$,m_J:金斯质量*)和尺度($R>R_J$,R_J:金斯半径**)的分子云才能形成恒星.这就直接涉及到分子云的质量、数密度和运动温度等基本参数的确定.此外,由于恒星的早期演化和分子云的形成及演化模型有关,为此又有必要分析星际云中存在的各种物理学和动力学的条件.对晚期演化恒星(如红巨星或年轻的行星状星云),如何由分子包层中的CO,OH等分子谱线导出包层的物理结构和中心星的质量抛射和演化也直接与分子云(或包层)的物理参数确定有关.分子天体物理学家总是希望通过高分辨率的分子谱线的观测描绘出分子云的密度、温度乃至磁场的空间分布图来,进而研究分子云在恒星形成以及恒星和周围物质的相互作用过程中的作用.天体化学家则想通过各种种类分子谱线的实测,确定它们在星际中的相对丰度,研究星际云中发生的各种化学过程.因此可以说,分子云(或包层)物理参量的确定是分子天文研究中必备的基本功.本书3.1.5节曾提到,30年来分子谱线的观测已经证明,分子谱线是诊断分子云基本物理参量的最好探针.迄今已发展了一系列所谓标准的技术来确定某些特定的物理参量.例如在局部热动平衡下(LTE)用^{12}CO $J=1-0$谱线或NH_3的不同亚稳能级间的转动跃迁来估算分子

---

* 金斯质量$m_J=(\pi kT/\mu m_H G)^{3/2}/\rho^{1/2}$,这里$\rho$是云的质量密度,$T$是温度,$G$是引力常量,$\mu$是以氢原子质量$m_H$为单位的每个气体粒子的质量.上式也可写成$m_J=(10^2 m_\odot)(T/10\ \mathrm{K})^{3/2}(n/10^3\mathrm{cm}^{-3})^{-1/2}$.

** 金斯半径$R_J=(\pi kT/\mu m_H G\rho)^{1/2}$,或$R_J\approx(0.5\ \mathrm{pc})(T/10\ \mathrm{K})^{1/2}(n/10^3\mathrm{cm}^{-3})^{-1/2}$.

云的运动温度；用光学薄的^{13}CO或^{18}CO的$J=1$—0谱线计算分子云的柱密度.在非热动平衡(Non-LTE)情况下，则采用适于大速度场梯度的LVG模型或者适于微观湍动运动的微湍模型.在3.1.5节中我们已详细讨论了LTE下分子云柱密度的计算.这一节，我们将利用更多种类的分子和分子谱线来确定分子云更多方面的参数，除分子云的柱密度和密度外，还包括分子云的温度、分子相对丰度以及速度场梯度或湍动速度等.然而，应该说明的是，在确定分子云物理参数上仍然存在着很多的困难和相当的不一致性[1,2].它们主要表现在：

(1)分子云的非均匀团块结构，影响了计算中波束填充因子的估计；(2)分子云中复杂的速度场使得在模型计算中很难确定速度场的结构和梯度；(3)各种分子的分馏丰度很不确定；(4)在模型计算中，缺乏准确的分子碰撞截面的数据；(5)对分子云内部和背景的辐射场缺乏充分的了解.解决这些困难需要有更高空间分辨率的谱线观测，以及有关背景源的其它波段，主要是光学和红外的观测.分子碰撞激发的理论和实验研究以及星际分子化学丰度的研究对解决这些困难也是至关重要的.

在确定分子云物理参量中所涉及到的基本工具和原理，包括LVG和微观湍动模型，我们已在本书星际分子辐射转移一章中作了详细的介绍.本节的任务是要给出一定模型下确定分子云物理参量的具体方法、经验以及各种方法间的比较.最后我们还要介绍当经典的分析(如：微观湍动模型，即速度场的相关长度l远小于光子的平均自由程L)不再适合时，处理具有一定相关长度的、不均匀的、更普遍的湍动速度场的方法.

在§5.1中我们曾讨论过用不同分子种类，甚至同一种类不同的跃迁谱线来示踪分子云密度和温度的原则，其结果集中表现在§5.1的图5.2中.表5.11则详细地总结了在确定分子云温度和密度中各种方法的优点和缺点[2].表中提到要解整个的激发问

题,即指在确定分子云温度和密度时要解整个的辐射转移和能级占有数的统计平衡问题.

表 5.11　确定分子云温度和密度的各种方法及比较

方　法	优　点	缺　点
温度 T_k		
1. 利用光学厚 mm-谱线的亮温度(如^{12}CO,$J=1-0$ 情况,$T_R=T_{ex}\approx T_k$ 详见 3.1.5 节)	易于测量	谱线发射的填充因子常常小于 1,该方法可能低估 T_k
2. 能级布居数作为 NH_3 在1.2 cm上亚稳态反演线能量的函数(也可用其它对称陀螺分子,如 CH_3CN,CH_3C_2H)	可在非常相近的波长上测量许多反演谱线	只适于分子云中相当致密的区域.在那里 NH_3,CH_3CN 等应该是丰富的
3. 能级布居数作为亚-mm 和红外波长上分子转动谱线能量的函数(如 CO,H_2 发射)	对 $E_{ul}>kT_k$ 的谱线非常灵敏,同时还有密度的信息(如图 5.23)	这种测量需要在许多不同的波长上进行,解整个的激发问题,要考虑光厚效应,密度和温度的信息是耦合的
4. 利用近红外上的转-振吸收线	在大约相近的波长上可利用许多能级	只适于视线方向上有亮连续源的情况
密度		
1. 由柱密度和源大小求出分子云的平均密度(如^{13}CO 和 $C^{18}O$),详见 3.1.5 节	易于测量	当体积填充因子≪1 时(团块结构时)会低估局部密度并很强地依赖丰度和 T_{ex}
2. 观测密度的探针分子,如 CS,HCN 等的 mm-波谱线(要求 $n\approx n_{crit}$)	易于测量	粗略的一级指示,并很强地依赖于光学深度

续表

方 法	优 点	缺 点
3. 在 1.2 cm 波长上非亚稳态的 NH_3 反演线的测量	可以在相近的波长上得到许多反演线	需要考虑光学深度效应和远红外的辐射激发
4. 能级布居作为 n_{crit} 上(亚热情况)转动谱线能量的函数,特别是用光薄的分子(如 $C^{18}O$、$H^{13}CN$、$C^{34}S$ 等)	对 $n(H_2)$ 非常灵敏,同时还给出温度的信息	需要在不同的波长上进行,解整个的激发问题,密度和温度的信息是耦合的

由表 5.11 可见,在确定分子云温度和密度中最简单的方法是:温度由谱线亮温,密度由柱密度和云尺寸来确定.然而这是一种相当近似的方法,我们在使用它们时应特别小心.即使表中提到的看来是比较严格的方法(如在一个宽的跃迁范围拟合一个 Non－LTE 云模型)也会因为涉及到的模型参数太多以及前面提到过的四方面的原因而使结果不尽理想.此外如果在测量和计算中只选用了很局限的分子种类,那么应该意识到它们只能示踪一个有限范围的温度和密度(如图 5.2 所示).看来得到分子云温度的最好方式是采用 NH_3 分子的 1.2 cm 上的反演谱线.图 5.22 展示了 NH_3 亚稳态谱线比率对转动温度 T_R(即谱线激发温度)的依赖性[3].在碰撞支配粒子数布居情况下,分子云的运动温度近似等于谱线的激发温度(详细讨论见上册第三章).

另一个较好的气体温度指示器是在暖云和激波中测量 H_2 的纯转动跃迁.图 5.23 表示的就是在完全热化条件下($n_{H_2} \gg 500$ cm^{-3}),在不同温度下,H_2 分子纯转动跃迁的谱线强度和不同 J 跃迁间的关系[2].

分子云密度(通常也包括温度)还可根据 CO,CS 或 HCN 等分子不同转动谱线间的比率来确定.这是一种较可靠的方法.如图 5.24 表示的就是 CO 不同转动谱线比率与温度和密度的关系.图中分子云的温度和密度的覆盖范围很大.它是由分子云所处的环

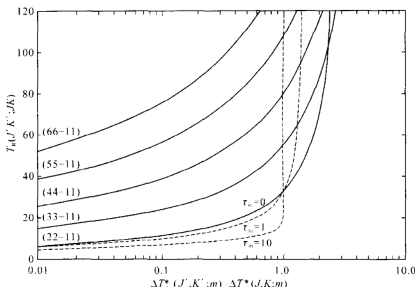


图 5.22　由多种亚稳的 NH_3 谱线比率导出的转动温度. 图中还以(2,2)—(1,1)比率为例,给出了主线光学厚度 τ_m 的影响[5].

境决定的. 如大则与它们和 OB 星、银盘以及银心的距离有关,小则与它们内部的结构和动力学条件有关.

5.5.2　分子云物理参数确定的 LTE 方法

在 3.1.5 节中我们曾讨论过 LTE 方法的基本思想,并详细介绍了利用 CO 及其同位素 ^{13}CO 或 $C^{18}O$ 等分子确定分子云柱密度的 LTE 方法. 所谓 LTE 方法就是假设分子云处于局部热动平衡,忽略辐射对粒子按能级布居的影响,并简单地用在 LTE 下的玻耳兹曼分布代替星际云条件下分子按能级的真实分布,继而导出所需要的物理参量的方法. 由于准确的布居数必须是在已知物理条件下由多能级的统计平衡计算取得,因此与模型方法相比 LTE 方法只是一种近似的方法,但在不易于建立具体模型的情况下,它仍然是一个基本的并被广泛采用的方法[5].

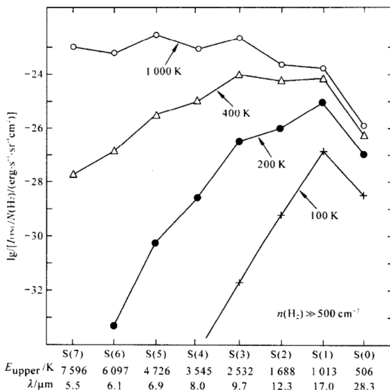


图 5.23 在完全热化条件下(n (H_2)≫500 cm^{-3})H_2 分子纯转动跃迁的谱线强度与不同 J 跃迁间的关系图[2]

利用光学厚的^{12}CO,$J=1$—0 谱线可导出分子云的运动温度.基于大多数情况下,^{12}CO 的粒子数布居是碰撞支配的,对于 $J=1$—0 谱线有 $C_{10} \gg A_{10}$,这样利用关系式(3.1.9)和(3.2.5)可得,分子云的运动温度 T_k 近似等于能级 1—0 间的激发温度 T_{ex}. 至于激发温度 T_{ex}可由(3.1.41)式从^{12}CO 谱线的亮温度中求出. 对于氢分子的平均数密度,正如表 5.11 所述,最简单方法就是由已知的分子云柱密度除以云的横向尺寸得到(假设分子云是球形的).

上面简单回顾了用^{12}CO 和^{13}CO 或 $C^{18}O$ 谱线确定分子云温度和密度的方法. 但注意在用^{12}CO 谱线亮温定分子云核心温度时,由于谱线的自吸收,常常需要作可观的自吸收改正,否则测得的温

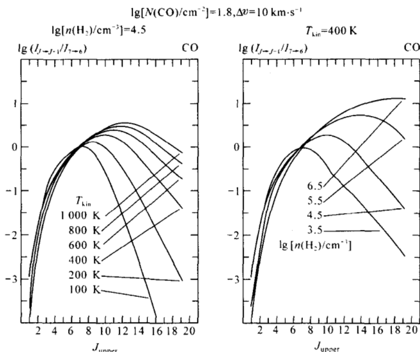


图 5.24　CO 不同转动谱线的比率与温度(左)和密度(右)的关系[4]

度偏低.因此我们在分子云大尺度分布一节中曾提到过,^{12}CO 更适于测量云的外层温度,而云的核心温度常用另一个重要的分子云热探针——NH_3 谱线来确定.

NH_3 是在星际空间中发现的第一个多原子分子.由于它在谱线物理上的诸多性质(如:分子内部的反演运动,正-NH_3 和仲-NH_3 的区分,分子能级上的亚稳态、非亚稳态和精细结构、超精细结构等)以及丰富的谱线跃迁,使它引起了天体物理方面的浓厚兴趣,成为仅次于 H_2 和 CO 的又一个极其重要的天文分子.参考资料[3]详细评述了星际 NH_3 的物理特性、观测及其在天文上的应用.

图 5.25 是 NH_3 分子的转动-反演能级图(参看本书上册 §2.9和图 2.31).图中的 J 是 NH_3 分子的总角动量量子数,K 是

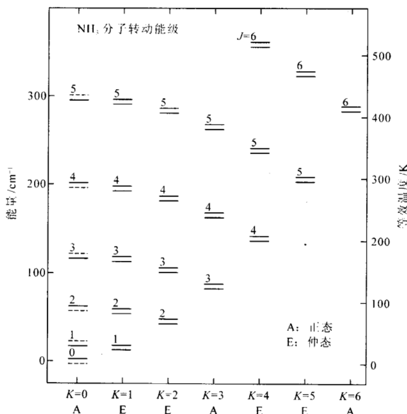


图 5.25 NH_3 分子转动-反演态的能级图[3]

J 在分子轴上的投影. 由于氢自旋的可能取向，使 NH_3 分子又可分成两类，即正(Orhto)-NH_3 和仲(Para)-NH_3. 在正-NH_3 中，所有氢的自旋平行，量子数 $K=3n$，n 为正整数，图中标记为 A. 在仲-NH_3 中，所有氢的自旋不平行，$K\neq 3n$，图中标记为 E. 由于通常的辐射和碰撞跃迁不改变自旋的取向，因此在正-NH_3 和仲-NH_3 间的跃迁是禁阻的. 此外，根据电偶极跃迁的选择定则：$\Delta J=0$ 和 ± 1；$\Delta K=0$，这样，在 NH_3 的不同 K 阶梯间的偶极辐射跃迁是禁阻的. 但是在考虑转动和振动间的相互作用时(甚至在最低振动态)，会诱导出一个垂直于分子转轴的弱偶极矩，从而引起非常慢

的 $\Delta K=\pm 3$ 的跃迁. 除此之外,不同 K 阶梯间的能级基本是独立的,但通过正常分子间的碰撞可产生 $\Delta K=\pm 3n(n=0,1,2,\cdots)$的跃迁. 已知 NH_3 分子在同一 K 阶梯内的不同 J 间的跃迁($\Delta J=\pm 1$)发生在远红外波段,因此观测到的微波跃迁只发生在同一 K 阶梯内 $\Delta J=0$ 的反演能级间,且辐射波长很相近($\approx$1.2 cm). 处于 K 阶梯底部($J=K$)的能级,其寿命很长($\geqslant 10^9$ s),被称作亚稳态. 而那些 $J>K$ 的能级,被称作非亚稳态,因为它们可迅速地(仅 10～100 s)通过远红外辐射衰变下来. 很明显,非亚稳态在一般的天体物理条件下是难于布居的,除非密度和温度足够高,以致可以通过辐射或碰撞激发被布居. 利用非亚稳态 NH_3 反演线的测量来导出分子云的密度时必须考虑光学厚度的效应和远红外的辐射激发,并作多能级统计平衡的计算(见表 5.11). 总之,由选择定则可知,NH_3 分子的辐射俘获效应只影响同一 K 阶梯内能级占有数的分布,不同 K 之间的粒子数相对布居只能由碰撞过程决定. 为此,我们可以用不同亚稳态能级间的激发温度(在这里也叫转动温度)来估计分子云的运动温度. 加上 NH_3 分子在 1.2 cm 波长上有许多可以用同一望远镜、同一接收机来测量的反演谱线(如 NH_3 的(1,1)与(2,2)反演线频率只大约差 28MHz). 这就避免了定标上的困难. 以(2.2)－(1,1)一对亚稳态为例,其转动温度 T_R 满足下式,即

$$\frac{N(2,2)}{N(1,1)}=\frac{g_{2,2}}{g_{1,1}}\exp\{-\Delta E[(2,2),(1,1)]/kT_R[(2,2),(1,1)]\}$$
$$=\frac{5}{3}\exp\{-41.5/T_R[(2,2),(1,1)]\} \tag{5.5.1}$$

从而推得:$T_R=-41.5\Big/\left\{\ln\left[\frac{3N(2,2)}{5N(1,1)}\right]\right\}$ $\quad$ (5.5.2)

$N(2,2)$和 $N(1,1)$分别为(2,2)和(1,1)反演能级上 NH_3 分子的柱密度. 在 $\tau\ll 1$ 的光薄极限下,(同时若 $T_{ex}>T_{bg}$时),由第三章可知谱线亮温 T_L 满足下式:

$$T_{\mathrm{L}} \approx T_{\mathrm{ex}}\tau_{\nu} = \frac{g_2}{g_1}\frac{T_{\mathrm{ex}}c^2A_{21}}{8\pi\nu^2}N_1\phi(\nu)\left[1-\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{\mathrm{ex}}}\right)\right] \approx \frac{g_2}{g_1}\frac{c^2A_{21}h}{8\pi k\nu}N_1\phi(\nu)$$

则 $$\int T_{\mathrm{L}}\mathrm{d}\nu = \frac{8\pi^3\nu^2}{3kc}\frac{g_2}{g_1}\mu_{\mathrm{ul}}^2N_1$$

式中，下标 2 表示上能级，1 表示下能级. 上式说明谱线的积分强度正比于分子跃迁反演双能级的低能态上的分子柱密度 N_1：

对于(2,2) 反演线为：$\int T_{\mathrm{L}}\mathrm{d}\nu(2,2) \propto N_1(2,2)$

对于(1,1) 反演线为：$\int T_{\mathrm{L}}\mathrm{d}\nu(1,1) \propto N_1(1,1)$

将(2,2)和(1,1)上 NH_3 分子上、下能态柱密度总和之比近似用下能态的 $N_1(2,2)/N_1(1,1)$反映，再考虑到在(2,2)和(1,1)上两个反演跃迁中 $\mu,\nu,g_2/g_1$ 等量的差别，我们有：

$$T_{\mathrm{R}}[(2,2),(1,1)] = -41.5 \Big/ \left\{\ln\left[0.4941\frac{\int T_{\mathrm{L}}(2,2)\mathrm{d}\nu}{\int T_{\mathrm{L}}(1,1)\mathrm{d}\nu}\right]\right\} \tag{5.5.3}$$

类似的计算可以对任何一对亚稳态完成. 图 5.22 展示的就是在光学薄极限下，计算的转动温度 $T_{\mathrm{R}}(J',K';J,K)$和亚稳态$(J',K')$与$(J,K)$间的强度比 $\Delta T_{\mathrm{a}}^*(J',K';m)/\Delta T_{\mathrm{a}}^*(J,K;m)$间的关系. $\Delta T_{\mathrm{a}}^*(J',K';m)$表示观测的电四极精细结构主线的亮温度(相当于(3.1.38)式中的 T_{R}^*). 图中的 τ_{m} 是(1,1)态电四极结构主分量($\Delta F_1=0$，参看图 2.33)的光学厚度. $\tau_{\mathrm{m}}=0$ 对应于光学薄极限.

在非光薄情况下，T_{R} 也可以通过 NH_3 分子反演能级上超精细结构的主分量光厚来计算. 由第二章知，NH_3 分子的每一个(J,K)反演能级由于 F 的不同又可以引起超精细结构的能级分裂. 从而得到多条超精细谱线(参看图 2.33). 其中 $\Delta F=0$ 为主线，$\Delta F=\pm1$ 为辅线. 如果假设(1,1)和(2,2)的反演线的激发温度以及谱

线宽度相等，利用(3.1.20)式，即

$$\tau_\nu = \frac{c^2 g_u A_{ul}}{8\pi g_l \nu^2} N_1 \left(1 - e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}}\right) \phi(\nu)$$

并同时考虑其它量的差异后我们得到：

$$T_R[(2,2),(1,1)] = -41.5 \Big/ \left\{ \ln\left[0.264 \frac{\tau_{2,2}^m}{\tau_{1,1}^m}\right] \right\} \quad (5.5.4)$$

$\tau_{J,K}^m$表示主线的谱线光厚，它可以通过谱线超精细结构主分量和卫星分量亮温度之比(T_L^m/T_L^s)来计算，由于谱线亮温

$$T_L = (T_{ex} - T_{bg})(1 - e^{-\tau_\nu})$$

在激发温度相等并忽略背景影响时，得

$$\frac{T_L^m(J,K)}{T_L^s(J,K)} = \frac{1 - e^{-\tau_{J,K}^m}}{1 - e^{-\tau_{J,K}^s}} = \frac{1 - e^{-\tau_{J,K}^m}}{1 - e^{-\alpha\tau_{J,K}^m}} \quad (5.5.5)$$

对于(1,1)反演线外层卫星线(即辅线)，$\alpha = 0.22$；对于(2,2)反演线外层卫星线，$\alpha = 0.063$.

利用上面的方法，已有不少作者计算过分子云的运动温度[6,7]. Takano 还对由 NH_3 和 CO 求得的运动温度进行了比较(见图 5.26)[7]. 发现从整个看，二者还是比较一致的. 但随着分子云温度的升高，$T_k(NH_3)$相对 $T_k(CO)$的偏离越来越大. 这除了有上面提到过的 CO($J=1$—0)在确定分子云温度上的弊病外，另外还有两个原因：(1)分子云的高度不均匀性和团块结构，(2)NH_3 和 CO 是分别示踪分子云中不同密度的区域，因此具有不同的冷却和加热过程. 这样，用 NH_3 来检验 CO 测得的温度是不合适的. 用 NH_3 分子反演线来确定分子云温度的主要的问题是采用了 LTE 下的玻耳兹曼分布. 对于温度较高的分子云，造成的偏差就更大. 并且引起运动温度的过高估计(见图 5.26). 有的作者认为，由于 NH_3 分子亚稳态的向下弛豫以及不同 K 阶梯间的慢碰撞耦合，使得亚稳态间的布居可能并不像一个真正的玻耳兹曼分布[3]. 然而，尽管如此，NH_3 分子仍然被认为是分子云的一个较好的测

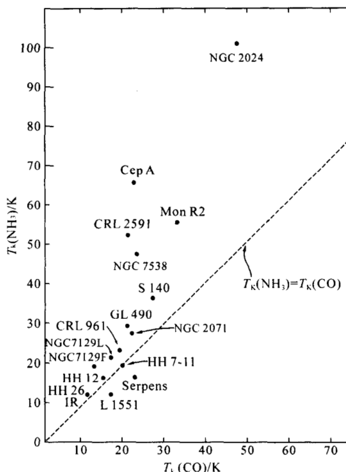


图 5.26 由 NH_3 和 CO 所导出的运动温度间的比较[7]

温计，其它较好的热探针分子还有 CH_3CN（乙腈）和 CH_3C_2H（甲基乙炔）等，但是它们和 NH_3 一样，常常也给出很不一致的温度. 最可能原因仍然是由于它们分别示踪云的不同区域，例如在 $SgrB_2$ 和 Orion（KL）中，CH_3CN 比 CH_3C_2H 指示更高的温度. 对 Orion（KL）的干涉仪观测表明，CH_3CN 存在于由一个较冷的"晕"所包围的较热的核中.

5.5.3　分子云物理参数确定的模型方法

上面已经指出,用 LTE 方法确定分子云的温度还存在很多困难和不一致性. 但相对温度测定而言,用 LTE 方法(主要是选用光薄的^{13}CO $J=1-0$ 谱线)确定密度的可靠性就更差,因此分子云中密度的确定,通常是在已知气体运动温度 T_k 前提下,采用一定的辐射转移技术(LVG 方法或者微观湍动方法)来解决上述问题. 这就是大家常说的"模型方法"[5].

分子云物理参数确定的模型方法的主要思想是:

(1) 在探针分子定下后,首先确定对所研究分子云采用何种模型. 对于具有大速度梯度作系统运动的分子云(如塌缩、膨胀、转动等)可采用 LVG 模型,也叫 Sobolev 近似(详见本书 3.4.2 节). 否则可以采用微观湍动模型(详见本书 3.4.3 节). 但需要说明的是微观湍动模型只适于速度场的相关长度 l 远小于光子平均自由程 L,或者说 $l\to 0$ 的情况. 当湍动速度场具有有限的相关长度时微湍模型将不再适用. 为此,我们在本节的最后将介绍具有有限速度或密度相关长度时,更一般的处理湍动分子云的方法.

(2) 在某一具体模型框架下,联立求解辐射转移方程和统计平衡方程. 在求解过程中不断调整我们所感兴趣的物理参量,使模型结果(如谱线亮温等)与观测结果相符. 上节讨论的 LTE 结果可作为模型方法的输入量.

1. 分子云的物理和运动学结构

上一节我们介绍了确定分子云参数的 LTE 方法,它是在假设分子按能级的布居是服从玻耳兹曼分布的前提下进行的. 而在通常的情况下,分子的布居是受碰撞、辐射等过程共同作用的. 因此为确定分子云的参数必须同时求解分子的辐射转移方程和统计平衡方程. 这种求解是在一定的物理模型下进行的,如分子云的几何学模型,所研究分子的相对丰度、碰撞系数、气体密度和温度的空

间分布以及特定的谱线致宽过程等.这后面项直接与分子云的物理结构(密度结构、热结构)和运动学状态有关.关于分子云物理结构有均匀结构和非均匀结构两大类.至于分子云内部的运动学性质则一直是一个令人迷惑的问题.对大多数宁静的冷暗云而言,由于观测到的线宽很窄,可以认为它们主要是因温度大约为10 K的分子热运动所引起.在更一般的分子云情况中,观测到的谱线宽度则是高度超声速的(见本章§5.2中表5.5).这种超声的速度弥散看来与分子云中大尺度的浑沌运动有关[8].分子谱线的宽度(约几到几十 $km \cdot s^{-1}$)大大超过气体热运动宽度(如在 $T_k=30$ K时,此速度宽度仅约0.16 $km \cdot s^{-1}$)的现象,早在上世纪70年代就有解释.1974年Goldreich和Kwan提出分子云处在引力塌缩状态,观测到的大的线宽是由于向着中心的系统运动所引起[9],并第一次将系统运动模型,即LVG方法用于分子谱线的形成上.系统运动模型可以解释在同一个区域观测到的相似的谱线轮廓,但系统运动模型(这里指塌缩)最大的困难是导出的恒星形成率太高(约 $30m_\odot a^{-1}$,而实际是 $1\sim4m_\odot a^{-1}$).因此,不久Zuckerman和Evans又提出分子云谱线的加宽是由于分子云内部的局部随机运动所引起,人们称它为微观湍动模型[10].微观湍动模型的主要困难是能源要求苛刻,但它常常可以得到谱线的自反转轮廓,而与某些观测事实相符.分子云中的激波以及年轻天体附近高速外向流的发现使得有可能利用它们来解决微湍模型中的能源问题.而系统塌缩模型虽有恒星形成率高的困难,但这一方法给出了处理谱线形成,即在系统运动情况下(包括转动、塌缩、外流)求解分子谱线辐射转移、统计平衡的一般步骤,在分子天体物理学中被广泛地应用.1978年Kwan又进一步在假设的密度和温度的物理模型下,同时用系统运动和湍动运动的两种模型计算了分子的谱线辐射,结果与观测符合较好[11].Leung[12]和Stenholm[13]也考虑了这两种效应的结合.Leung认为,在存在湍动和系统速度梯度时,决定谱线出

射轮廓的是在谱线形成区系统速度对湍动速度的比率[12]. 另一种替代的看法则认为观测到的谱线是分子云中磁流体力学波存在的结果[14]. 近 10 多年来，高空间分辨率的 VLBI 和 VLA 的观测表明，冷的、致密的分子介质更趋于一个极端不均匀的结构. 看来大速度弥散的分子云是由许多具有小的速度弥散的团块所组成，而分子谱线的整个宽度可能是由于这些气体团块的复杂运动或宏观湍动所致. 有些作者考虑到分子云的团块结构，引入了随位置不同的体积填充因子的思想，将分子云分成许多不同的单元，每个单元具有不同的速度，但它们又是一个系统的位置函数，且相邻单元具有相干的结构. 这样，在分子云内部整体的速度分布律下，得到了形态多样，有许多谱特征的分子谱线轮廓[15]. 这种模型包括填充因子的引入，比起通常的平滑地填充介质，提供了一个更一般的分子物质分布. 还有不少作者则是利用 Monte Carlo 模拟的方法详细调查了星云团块结构对分子激发条件和谱线轮廓的影响[16~18]. 他们发现团块结构和宏观湍动运动的结合将明显减小分子谱线中的自吸收. 有关分子云中观测到的形态多样的谱线轮廓，读者还可参看本书 3.4.2 节最后部分的讨论.

综上所述，分子云中存在多种多样形式的运动，有热运动、系统运动、微观湍动和宏观湍动. 在结构上又有整体性质的(global)或者团块性质的(clumpy). 只有根据观测到的谱线宽度和轮廓，充分考虑分子云中可能的物理结构和运动学，我们才能在对观测资料的模型拟合中得到比较可靠的分子云基本参数. 但不管实际的情况如何复杂，LVG 方法和微湍方法仍然是一种基本方法，是我们构造复杂物理模型的基础.

2. 系统运动情况下分子云参数的确定——LVG 方法的具体运用

LVG 方法的基本理论见本书第三章. 它的主要思想是当分子云的多普勒热速度 Δv，速度场梯度 $\mathrm{d}v/\mathrm{d}r$，以及云的空间尺度 L，

满足 $\Delta v/(\mathrm{d}v/\mathrm{d}r)\ll L$ 时，以至可以认为只有在 $\Delta v/(\mathrm{d}v/\mathrm{d}r)=l$ 的一个小区域内的分子间可通过谱线的发射和吸收发生相互作用．在 LVG 模型中引入逃逸概率后使联立求解辐射转移和统计平衡方程变为只要解一个方程——统计平衡方程就可以了．由于平均逃逸概率

$$\langle\beta_{ij}\rangle\approx\frac{1-\mathrm{e}^{-\tau_{ij}}}{\tau_{ij}}$$

$$\tau_{ij}=\left(\frac{n_j g_i}{n_i g_j}-1\right)\frac{A_{ij}c^3 n_i n_{\mathrm{H_2}}X(A)}{8\pi\nu_{ij}^3(\mathrm{d}v/\mathrm{d}r)},$$

统计平衡方程中的碰撞系数 $C_{ij}=C_{ij}(T_\mathrm{k})$，即与运动温度有关，因此在 LVG 方法中，如果外界辐射场的等效黑体温度已知（如恒星和尘埃的辐射温度），那么需要提出的模型参数有氢分子密度 $n_{\mathrm{H_2}}$，所研究分子(A)的相对丰度 $X(\mathrm{A})$，速度场梯度 $\mathrm{d}v/\mathrm{d}r$ 和运动温度 T_k 等．在实际计算中，参量 $X(\mathrm{A})$ 和 $\mathrm{d}v/\mathrm{d}r$ 总是结合在一起以 $X'=X/(\mathrm{d}v/\mathrm{d}r)$ 的方式进入计算．这样 4 个参量就剩下 3 个．如果 T_k 可以由 LTE 方法确定，那么我们可以在由 X' 和 $n_{\mathrm{H_2}}$ 所确定的相平面上通过 LVG 方法计算出某种分子、某个跃迁的谱线等亮温度图来．为了最后定出分子云的 X' 和 $n_{\mathrm{H_2}}$，一般至少利用同一分子的两条激发条件相近的谱线，如 H_2CO 的 2 cm$(2_{11}-2_{12})$，2 mm$(2_{11}-1_{10})$和 CS 的 $J=2-1$ 和 $J=1-0$ 谱线．由于激发条件相近可认为它们产生在分子云中的同一区域，它们的气体密度和温度相同．图 5.27 给出了 $T_\mathrm{k}=10$ K 时 H_2CO 的两个跃迁(2 cm 和 2 mm)谱线亮温在 $\lg X'$-$\lg n_{\mathrm{H_2}}$ 平面上的等值图．再由观测所得两个跃迁的谱线亮温 T_L(2 cm)和 T_L(2 mm)，找到图上相应的两条曲线，它们的交点就是所测分子云的 $n(\mathrm{H_2})$和 $X'(\mathrm{H_2CO})$[5]．

有时采用两种不同跃迁亮温之比来计算这种等值曲线族（在 T_k 一定或 $n(\mathrm{H_2})$一定或 X'一定时），这样求得的结果可能更为准确．本节图 5.24 表示的就是一种典型的情况．谱线强度比在物理

参数空间中的分布可以有许多种选择. 如图 5.28(a)和(b)分别给出了在 T_k 一定时，在多种 CS 柱密度和 $X(CS)/(dv/dr)$ 下 CS 不同跃迁谱线亮温比随 $n(H_2)$ 变化的曲线[1].

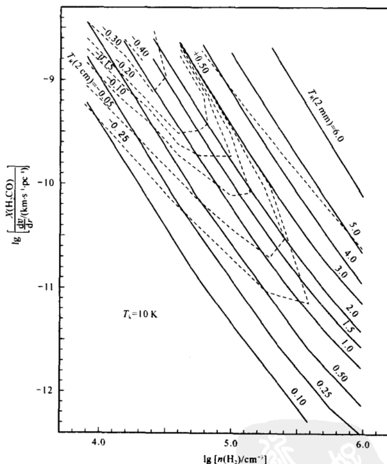


图 5.27　甲醛(H_2CO)分子的 LVG 方法计算结果[5]

3. 湍动介质中分子云参数的确定　不同模型方法间的比较

我们知道，星际分子谱线的定量解释是导出分子云物理参数的最重要的工具. 然而，前面的讨论还大多停留在对观测到的分子谱线强度或强度比的模型拟合或近似的 LTE 计算上. 由于实际的

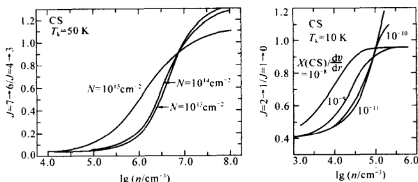


图 5.28 CS 分子的 LVG 计算结果[1]

分子谱线常呈现出非常复杂的非热的谱线轮廓，因此要做到真正的定量解释以导出正确的分子云参数必然涉及下面两个基本问题：(1)对谱线的致宽过程必须要有详细的了解. 因为谱线的轮廓包含了分子云物理的最详细的信息，它的正确分析可以提供更精确的模型检验；(2)必须解整个的非局部热动平衡(NLTE)问题，即要求完成一个遍布整个云的谱线辐射场和分子能级布居数的同时的、自恰的解.

关于谱线宽度的成因，除了热致宽以及由不同速度分量造成的谱线混合或重叠外，分子云中观测到的线宽还可以用气体运动的非热速度场来解释. 人们粗略地将这种非热速度场分成两类，即湍动速度场和系统运动速度场. 本节主要讨论湍动速度场中分子谱线的形成和物理参数的确定.

为了描述辐射转移理论中的湍动，两个重要的尺标必须考虑：(1)光子平均自由程 L；(2)速度场相干长度 l. 当 $l \ll L$ 时为微观湍动(极限情况下 $l \to 0$)，$l \gg L$ 时为宏观湍动(极限情况下 $l \to \infty$). 在微观和宏观间，即有限相关长度时，则为中位湍动或中介湍动(mesoturbulence). 它反映了湍动速度场的更一般的情况. 由于 l 的重要性，这里有必要给出 l 的定义. 基于介质中气体速度分布是高斯型的假设，则介质中两点速度 $v(s)$ 和 $v(s+\Delta s)$ 的相关函数也

应具有高斯函数的形式，即[19]

$$f_v(\Delta s)=\frac{\langle v(s)v(s+\Delta s)\rangle}{\sigma_v^2}=\exp\left(-\frac{|\Delta s|}{l}\right) \qquad (5.5.6)$$

式中 σ_v^2 是均方湍动速度，$|\Delta s|$ 是两点间的距离，l 为速度场的相关长度. 由上式可见，当 $|\Delta s|=l$ 时，$f_v(\Delta s)=1/\mathrm{e}$. 故相关长度也可理解为速度彼此相关至 1/e 因子时的两个体积元间的距离. (5.5.6)式表明，l 越小，速度相关性越差. 当 $l\to 0$ 即微观湍动极限时，f_v 也→0. 这样，l 的效应就较小的 l 而论，辐射场是更局部的. 下面我们会看到，相关长度的大小将很强地影响分子谱线的宽度、谱线轮廓和不同跃迁间的强度比率.

(1)微观湍动模型的运用及其与系统运动的比较

作为一种极限情况，首先来讨论 $l/L\to 0$，微观湍动下星际分子谱线的特征. 有关微观湍动模型的基本方法本书 3.4.3 节已有详细介绍，这里不再赘述. 微湍模型的结果显示，在大多数情况下光学厚的谱线将是对称的和自吸收(或自反转)的，且具有丰富的分子同位素的变化. 特别是 ^{12}CO(光学厚)和 ^{13}CO(光学薄)谱线呈现出非常不同的谱线轮廓. 图 5.29 给出了一个计算实例[11]，图中(a)展示的是 ^{12}CO，^{13}CO 和 CS 分子最低 3 个转动跃迁的微湍模型的结果. 为便于比较，图 5.29(b)同时展示了该 3 种分子同样跃迁的系统塌缩(LVG)模型结果. 图(a)和(b)中计算的谱线轮廓(即 T_A^* 随速度 v_{obs} 的变化)是通过每个速度上源的亮度分布与天线功率方向图的卷积得到的. 系统运动模型中分子云物理参数和空间分布模型选择如下：

密度	$n_{H_2}(r)=1.5\times10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$	$r\leqslant 4\times10^{17}\,\mathrm{cm}$
	$1.5\times10^5\,\mathrm{cm}^{-3}(4\times10^{17}\,\mathrm{cm}/r)^2$	$r>4\times10^{17}\,\mathrm{cm}$
温度	$T(r)=80\,\mathrm{K}$	$r\leqslant 4\times10^{17}\,\mathrm{cm}$
	$80\,\mathrm{K}(4\times10^{17}\,\mathrm{cm}/r)^{1/2}$	$r>4\times10^{17}\,\mathrm{cm}$

速度场 $v(r)=2.5\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}(r/10^{18}\mathrm{cm})$ (5.5.7)

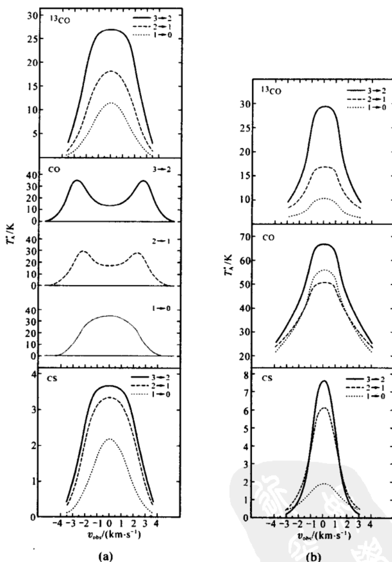


图 5.29(a) 对 CO, ^{13}CO, CS 分子谱线的微湍模型结果. (b)对同样分子谱线的系统塌缩(LVG)模型结果[11]

(选择上述参数和分布模型,以使它们更接近 Orion KL 云的条件). 各分子的丰度比是[CO]/[H_2]=2.5×10^{-5},[^{13}CO]/[H_2]=9×10^{-7},[CS]/[H_2]=1×10^{-9}. 在湍动模型中所选用的温度和密度模型同(5.5.7)式,湍动速度宽度 $\Delta v_t=2\mathrm{km\cdot s^{-1}}$. 云的边界为 3×$10^{18}$cm. 此外,湍动模型中选[^{13}CO]/[$H_2$] =7×$10^{-7}$,略小于系统模型的同一参数. 丰度比对谱线强度、光学厚度和轮廓都有影响. 如当取[CO]/[^{13}CO]=10 时,得云中心 CO J=1—0,2—1 和 3—2 的不透明度(opacity)分别为 1.6,6 和 10. 当取[CO]/[^{13}CO]=40 的更典型值时,CO J=1—0 谱线也将出现自吸收的特征.

比较图(a)和(b)可以看到,在系统运动模型下^{12}CO,^{13}CO 和 CS 的各种跃迁有相似的谱线轮廓. 这是因为无论是光学厚还是光学薄的谱线,对系统运动而言特定速度(指视向速度)上的发射总是来自于分子云的特定区域(即对应的等视向速度面),因此它们总是具有相似的谱线轮廓. 而在湍动模型中,每一个速度上的发射都起源云的一个深度,它们是该速度上谱线不透明度的强函数. 这样光厚和光薄的谱线呈现出很不相同的谱线形态,特别在 CO 分子及其同位素之间表现更为突出. 此外,在 CO 的 J=3—2 和 2—1 谱线中微湍模型给出了明显的自吸收特征. 如前所述,如果 CO 的丰度再加大,则在 CO 1—0 谱线上也会出现自吸收的轮廓.

我们在 3.4.3 节最后部分曾提到,以源 M17 SW 为例,当采用混合模型,即在分子云中心部分以湍动为主,较外部分以系统塌缩为主时,发现由微湍模型带来的自反转轮廓消失,所得的谱线轮廓与实测比较接近(见图 5.30(a))[11]. 该混合模型的细节如下:在半径 4.3×10^{18}cm 之内,采用纯湍动模型(即 $v(r)=0$),恒定的湍动速度宽度、密度和温度. 在 4.3×10^{18}cm 之外采用纯系统运动模型. 涉及到的分子云参数和分布模型是:

密度	$n_{H_2}(r)=8\times10^4\mathrm{cm^{-3}}$	$r\leqslant4.3\times10^{18}\mathrm{cm}$
	$1.0\times10^4\mathrm{cm^{-3}}(4.3\times10^{18}\mathrm{cm}/r)^3$	$r>4.3\times10^{18}\mathrm{cm}$

温度 $T(r)=60\ \text{K}$ $r\leqslant 4.3\times10^{18}\text{cm}$

$40\ \text{K}(4.3\times10^{18}\text{cm}/r)^{1/2}$ $r>4.3\times10^{18}\text{cm}$

速度场 $v(r)=0$ $r\leqslant 4.3\times10^{18}\text{cm}$

$v(r)=3\text{km}\cdot\text{s}^{-1}(r/4.3\times10^{18}\text{cm})$ $r>4.3\times10^{18}\text{cm}$

湍动速度 宽度 $\Delta v_t=2.5\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ $r\leqslant 4.3\times10^{18}\text{cm}$

$\Delta v_t=0$ $r>4.3\times10^{18}\text{cm}$

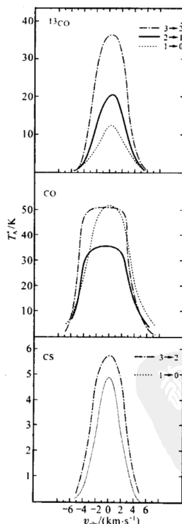


图 5.30(a) 在混合模型下，源 M17 SW 的理论分子谱线轮廓[11]

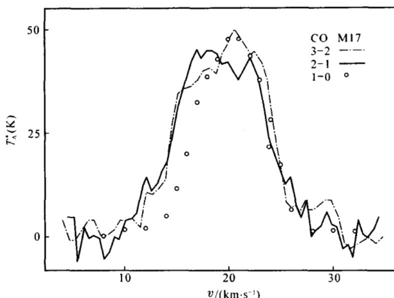


图 3.30　(b)M17 SW 分子云峰处观测的 CO 3→2,2→1,1→0 谱.其中 3→2 和 2→1 谱取自参考资料[20],1→0 谱取自参考资料[21]

各分子的丰度比:$[CO]/[H_2]=8\times10^{-6}$,$[^{13}CO]/[H_2]=3\times10^{-7}$,$[CS]/[H_2]=4\times10^{-9}$.为比较,图 5.30(b)给出了源 M17 SW 的 CO(3—2),(2—1)和(1—0)谱线的实测结果.图 5.30(a)中由模型计算的 CO(2—1)强度大约弱于实测的 40%,这可能与该项计算中假设的 CO(2—1)的波束参数有关.它反映了波束方向图及其校正过程的不确定性.

通过 M17 SW 的实例说明在使用模型方法确定分子云物理参数时,必须对每个具体的分子云作具体的分析和处理.

(2)具有有限相关长度湍动分子云的模型

微观湍动模型结合系统运动的模型,运用适当曾较好地解释过一批观测事实(参看 3.4.3 节).其中纯微湍模型产生的自反转谱线轮廓确与某些观测相符[22],但更多的情况说明,分子云中常缺乏这种效应.此外,单纯的微湍模型也无法用到非对称的谱线轮

廓中.总之,鉴于分子云动力学的复杂性,无论是微观湍动还是简单的系统运动(如塌缩)都不能准确地代表分子云中的运动.就微湍模型而言它只是分子云实际情况的一种极限近似.在实际问题中我们必须研究速度相关长度变得较大时的湍动分子云中的谱线形成.最近,Hegmann 和 Kegel 的研究也证明,由以往的经典分析(如:微观湍动速度场、均匀密度分布假设等)从观测资料导出的分子云物理参数有必要进行改正[19].近十多年来已有不少作者研究了具有有限相关长度湍动分子云中分子谱线的形成问题[23~25,19].

其实,早在上世纪 70 年代,Gail 等人就已开始对湍动速度场中谱线的非局部热动平衡(NLTE)形成进行了研究.他们假设辐射和速度场的随机变化可以用一个 Markov 过程来描述,导出了一个适于湍动大气谱线分析的更普遍化的辐射转移方程——Fokker-Plank 方程.并讨论了有限相关长度对谱线轮廓、谱线宽度以及谱线生长曲线的影响.但这一理论的应用还只限于恒星大气,特别是太阳光球中某些原子谱线,如 OI 线和 FeI 线的形成[26~28].直到 1987 年,Albrecht 和 Kegel 发展了由 Gail 等人建立的理论,才第一次将具有有限相关长度的湍动介质中的谱线形成理论用于分子谱线[23].

现在我们就来介绍均匀平行-平面层情况下具有有限相关长度的湍动分子云的理论模型,计算结果及其与分子云物理参数包括湍动参数的关系[23].对球形湍动分子云将主要介绍其研究结果,详细内容可参看参考资料[25].

假设 $P(s;v,I)$是定义在辐射强度 I 和流体力学速度 v 上的一个联合的概率分布,那么 $P(s;v,I)\mathrm{d}v\mathrm{d}I$ 就表示在射线 s 位置上,平行于射线的、速度分量处在 $v\to v+\mathrm{d}v$ 间、强度处在 $I\to I+\mathrm{d}I$ 间的概率.如果 v 和 I 的变化是由 Markov 过程所支配,那么从 v',I' 态(在 s 上)跃迁到 v,I 态(在 $s+\mathrm{d}s$ 上)的概率只与这两个态有关.由 Markov 随机过程的数学知识可知,变量 $P(s;v,I)$将满

足 Fokker-Plank 方程. 在稳态和高斯型速度分布假设下,湍动速度场只需用两个参数,即平均湍动速度 σ 和速度相关长度 l 就可确定. 现在令:函数 $Q_\nu(s,v)$ 为 P 相对 I 的一次矩,写成

$$Q_\nu(s,v) = \int_0^\infty P(s;v,I)I\mathrm{d}I \tag{5.5.8}$$

这样在一个均匀的平面的随机介质中,垂直于表面的稳态的辐射转移可以用函数 $Q_\nu(s,v)$的一个 Fokker-Plank 方程来描述[26,27],即

$$\frac{\partial Q_\nu(s,u)}{\partial s} = \frac{1}{l}\frac{\partial}{\partial u}\left[uQ_\nu(s,u) + \frac{\partial Q_\nu(s,u)}{\partial u}\right] - \kappa_{ij}(s,u)\left[Q_\nu(s,u) - W(u)S_{ij}(s,u)\right] \tag{5.5.9}$$

为便于后面的讨论,方程中的速度 v 已经用一个无量纲的速度变量 u 所替换. 式中 $u=v/\sigma$,σ 是平均湍动速度,同时也是速度分布函数的宽度;$Q_\nu(s,u)$也可称作每单位频率每单位速度间隔的局部强度;κ_{ij}和 S_{ij}分别表示对应能级 $i\to j$ 跃迁的单色的吸收系数和源函数;l 是速度相关长度;$W(u)$是假设的归一化的高斯速度分布,即

$$W(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) \tag{5.5.10}$$

与谱线观测量直接有关的局部强度$\langle I_\nu(s)\rangle$可以通过 $Q_\nu(s,u)$的速度积分得来.

$$\langle I_\nu(s)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} Q_\nu(s,u)\mathrm{d}u \tag{5.5.11}$$

由于函数 $Q_\nu(s,u)$很强地随 u 变化,为此我们通过因子分解,引入一个较平稳的函数 $q_\nu(s,u)$,这对以后的数值计算是有利的. $q_\nu(s,u)$和 $Q_\nu(s,u)$的关系满足

$$Q_\nu(s,u) = W(u)q_\nu(s,u) \tag{5.5.12}$$

代入(5.5.9)式,推得

$$\frac{\partial q_\nu(s,u)}{\partial s}=\frac{1}{l}\left[-u\frac{\partial}{\partial u}q_\nu(s,u)+\frac{\partial^2 q_\nu(s,u)}{\partial u^2}\right]-\kappa_{ij}(s,u)[q_\nu(s,u)-S_{ij}(s,u)] \tag{5.5.13}$$

式中 $q_\nu(s,u)$ 也称条件强度，(5.5.13)式被称作广义的辐射转移方程. 它是一个抛物线型的偏微分方程. 式中的独立变量有空间坐标 s 和无量纲流体力学速度 u，在初始条件

$$q_\nu(0,u) = f_\nu(u)$$

和两个边界条件 (5.5.14)

$$q_\nu(s,\infty)=g_\nu(s);q_\nu(s,-\infty)=h_\nu(s)$$

给出后，方程(5.5.13)可以得到一个惟一解. 吸收系数 κ_{ij} 包括连续吸收和谱线吸收两种情况. 和第三章曾经讨论过的一样，吸收系数 κ_{ij} 和源函数 S_{ij} 可以由所涉及跃迁能级 i 和 j 上的分子占有数(也称布居数) n_i 和 n_j 求得. 每个能级的占有数由解统计平衡方程(5.5.15)得到. 对于能级 j 的统计平衡方程是

$$\sum_{i\neq j}\{n_i(C_{ij}+A_{ij})-n_j(C_{ji}+A_{ji})\}+\sum_{i\neq j}\{n_iB_{ij}-n_jB_{ji}\}\frac{4\pi}{C}\cdot\langle\phi_{ij}(\nu,u)q_\nu(s,u)\rangle=0 \tag{5.5.15}$$

式中的平均辐射强度采用下面的关系式

$$\langle\phi_{ij}(\nu,u)q_\nu(s,u)\rangle=\frac{1}{4\pi}\int_0^\infty\int_\Omega\phi_{ij}(\nu,u)q_\nu(s,u)\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\nu \tag{5.5.16}$$

求得. $\phi_{ij}(\nu,u)$ 是在假设完全再分布下吸收系数的归一化谱线轮廓. C_{ij} 是从能级 i 到 j 的碰撞跃迁概率. A_{ij} 和 B_{ij} 是从能级 i 到 j 的 Einstein 跃迁系数. 还需要考虑 n_i 和 n_j 对 μ(方向)的依赖，量 κ_{ij} 等也是各向异性的. 方程(5.5.13)和(5.5.15)必须同时求解. 此外，若 N 代表单位体积总粒子数，则由粒子数守恒条件得

$$\sum_j n_j - N = 0 \tag{5.5.17}$$

当分子云的结构规定后，上述方程可试图用数值求解. 为减少问题的复杂性，参考资料[23]采用了最简单的均匀平行-平面层的结

构. 但方程(5.5.13)中的深度变量 s 应是任意方向的. 有 $\mu=\cos\theta$, $ds=ds'/\mu$ 成立,式中 ds' 是平行法线方向的线元,θ 是射线与平面法向的夹角. 假定平面层的外部被宇宙背景辐射所笼罩,则有初始条件,$q_\nu(0,u)=B_\nu(2.7\ \mathrm{K})$,与 u 无关. 在分子云低密度的假设下,可以认为 Doppler 致宽是最重要的致宽机制,这样谱线轮廓函数可写成

$$\phi_{ij}(\nu,u)=\frac{1}{\sqrt{2\pi(\Delta v_{\mathrm{th}})}}\exp\left\{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\mathrm{th}}}-\frac{u\sigma}{v_{\mathrm{th}}}\right)^2\right\} \quad (5.5.18)$$

式中 Δv_{th}是热 Doppler 宽度,$\Delta\nu=\nu_0-\nu$,且有 $u\to\pm\infty$时,$\phi_{ij}=0$,谱线消失,只剩下连续辐射是重要的,因此方程(5.5.13)有边界条件

$$q_\nu(s,\infty)=q_\nu(s,-\infty)=I_c(\nu,s)$$

$I_c(\nu,s)$是局部连续辐射强度,通常假设它也是宇宙背景辐射. 在数值计算时,对频率 ν 和角方向 μ 的离散化应作一个合适的选择,设

$$\nu\in\{\nu_1,\cdots,\nu_M\},\mu\in\{\mu_1,\cdots,\mu_N\}$$

这样,辐射转移方程(5.5.13)变成一个 $M\times N$ 维的抛物线型的微分方程系统. 将它们和速率方程(5.5.15)再加上粒子守恒方程(5.5.17)一起联立求解可以得到所要求的谱线强度随频率的分布.

数值计算的具体步骤与以前在 LVG 模型或微湍模型中介绍过的类似. 一开始对全(s,u)空间采用一个近似的 $n_k^0(s,u)$,计算辐射量 κ_{ij}和 S_{ij},接着使用初始值对所有频率和角方向积分方程(5.5.13)从而产生每一个跃迁上的 $q_\nu(s,u)$,再由 $q_\nu(s,u)$计算(5.5.16)式的平均值用于求解速率方程,计算新的能级占有数 $n_k^1(s,u)$. 这样的迭代循环直到在所有的 s 和 u 点上$|n_k^{(i)}(s,u)-n_k^{(i+1)}(s,u)|$小于所设定的迭代精度为止.

基于上述理论和方法,参考资料[23]详细计算了具有有限相关长度的湍动分子云的 CO $J=1$—0,2—1 和 3—2 跃迁的谱线轮廓、生长曲线和谱线宽度. 计算中选用的分子云参数是:云的运动

学温度 $T_k=10$ K,50 K;气体密度 $n_{H_2}=10^2\sim10^5\mathrm{cm}^{-3}$;CO 柱密度 $N_{CO}=10^{12}\sim10^{21}\mathrm{cm}^{-2}$;湍动速度与热速度之比 $\sigma/v_{th}=3$;速度相关长度与云尺度之比 $l/L=10^{-2}\sim10$ 以及 CO 分子的丰度 $n_{CO}/n_{H_2}=10^{-5}$. 作为例子,本节给出了他们对 CO $J=1$—0 跃迁所得到的部分模型结果(详见图 5.31(a~l)和图 5.32(a~f)).

图 5.31(a~l)展示的是 $T_k=50$ K,n_{H_2}和 N_{CO}为不同值时,CO $J=1$—0 谱线发射和速度场相关长度 l 的关系. 由图可见,与微湍模型不同,考虑 l 后在较低密度下就可出现平顶似的或类似高斯型的谱线轮廓. 而微湍模型下普遍存在的自吸收谱征只有在 l 较小时才能看到. 因此可以认为,在存在较大的湍动速度场的分子云中自吸收的谱线轮廓是相关长度不可能很大的指示器. 至于分子云中其它物理参数对谱线形成过程的影响则与我们以前分析过的一样. 如气体密度 n_{H_2}是通过碰撞跃迁概率进入问题的. 在 CO 情况下,当 n_{H_2}很大时,将达到接近 LTE 的状态,分子将是碰撞布居的. 而在 $n_{H_2}<10^5\mathrm{cm}^{-3}$后,最后的能级布居数将取决于辐射和碰撞过程的竞争. 在其它参数都确定后,N_{CO}则是一个决定谱线光学厚度的参数,它对谱线发射的影响除了在生长曲线上看到外(见下面的讨论),在谱线轮廓上也有反映. 当存在具有有限相关长度的湍动运动时,由图 5.31 可以看出,谱线轮廓不仅与 N_{CO}有关,还与 l 有关. 只有当谱线光薄(N_{CO}小)时谱线轮廓才不受 l 影响.

图 5.32(a~f)给出的是在不同相关长度下 CO,$J=1$—0 跃迁的谱线等值宽度 W_ν 和分子云柱密度 N_{CO}的关系. 这一关系也叫谱线的生长曲线. 图 5.32 表明,在湍动速度场下 CO 谱线的等值宽度和 N_{CO}的关系很强地受到相关长度 l 的影响. 在同样的 N_{CO}下,l 越小,谱线的等值宽度越大. 当湍动速度变大时(如图中 σ/v_{th}从 1 变到 3 时),这一效应也随之增强. 当计算 CO $J=1$—0 谱线宽度(指谱线半强度时的全宽度)与 CO 柱密度的关系时,发现这一效应比生长曲线时更突出[23]. 参考资料[24]讨论了 $\sigma\gg v_{th}$(文中取

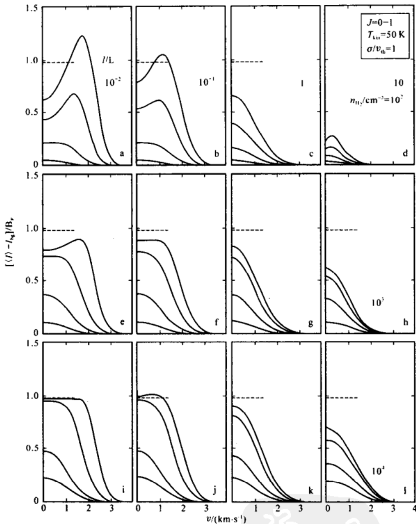


图 5.31(a～l) CO, $J=1$—0 跃迁的谱线轮廓. 模型参数: $T_k=50$ K, $\sigma v_{th}=3$, $n_{H_2}=10^2\text{cm}^{-3}$(a～d), 10^3cm^{-3}(e～h)和 10^4cm^{-3}(i～l). 每个小图中不同谱线轮廓对应的柱密度 N_{CO}从内向外分别是 10^{16}, 10^{17}, 10^{18}和 10^{19}cm^{-2}[23]

$\sigma/v_{th}=20$)的情况, 进一步证实湍动介质中有限相关长度对谱线形成过程的影响是随 σ/v_{th}变大而增加的. 此外由图 5.32 还可看到, 和谱线轮廓情况一样当 N_{CO}很小时(光学薄), 谱线等值宽度将不

再受 l 影响.

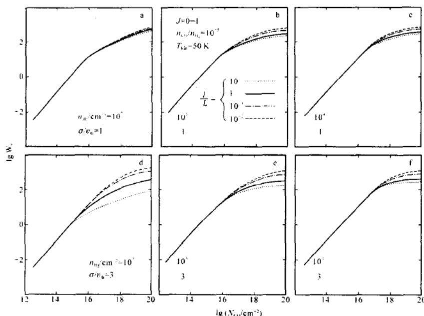


图 5.32 CO $J=1$—0 跃迁在不同相关长度下的生长曲线. 模型参数: $T_k=$ 50 K, $\sigma/v_{th}=1$(a～c) 和 3(d～f), $n_{H_2}=10^2$, 10^3 和 $10^4 cm^{-3}$, $l/L=10^{-2}$～10[23]

以上介绍的是均匀平行-平面层湍动云的结果, 然而对分子云而言, 球形云模型相对更切合实际的情况. Piehler 和 Kegel 在一个等温的球对称云的模型下研究了具有有限速度相关长度湍动分子云的 CO 谱线发射. 计算涉及 CO 分子的许多高转动跃迁和同位素分子^{13}CO 转动发射的一些性质. 讨论了球形云下, 相关长度在谱线轮廓, 云中心→边缘的强度变化, 同位素分子谱线强度比率以及 CO 高转动跃迁等方面的效应[25]. 和参考资料[23]不同, 在球形云模型中采用了相当大的湍动速度, 其平均湍动速度 σ 高达 3.9km·s^{-1}, $\sigma/v_{th}=22$. 从而更突出了相关长度 l 对谱线 Non-LTE 形成的影响. 这里只介绍对 CO 不同跃迁和不同同位素的模

型结果.

图 5.33 展示了$^{12}CO(1-0)$和$^{13}CO(1-0)$(在两种不同的相对丰度,即$^{12}CO/^{13}CO=40$ 和 89 时)的线心强度比与速度相关长度间的关系. 我们知道,^{12}CO 和^{13}CO 强度比常被用来估计 CO 分子的柱密度,在确定云质量上很重要. 但由图 5.33 可知,这一比值是受到相关长度 l 明显影响的. 由于$^{13}CO(1-0)$谱线是光学薄的,在小的 l 上又没有自吸收的谱征,因此它们很少受相关长度的支配,故不同同位素强度比随 l 的变化主要反映了^{12}CO 强度的变化. 同样方法可以得到$^{12}CO(1-0)$与$^{13}CO(1-0)$积分强度比随速度相关长度的变化(见参考资料[25]图 9).

图 5.34 展示的是 CO 分子不同转动跃迁(从 $J+1\rightarrow J, J=0, 1, \cdots, 5$)谱线中心强度随相关长度的变化. 从该图不难看出,CO 较高转动的跃迁比 $J=1-0$ 的跃迁更强地受到相关长度的影响. 这可能有两个原因:(1)CO 转动跃迁的光学厚度 τ 通常随着 J 的升高而变大,正如前面所分析的,相关效应的重要性是随着 τ 的升高而增加的。(2)高转动跃迁更灵敏于非局部热动平衡的效应. 其结果是源函数随 r 变化随 J 的升高而增强,造成谱线更敏感于相关长度的效应.

综上所述,分析有限相关长度的效应和分析非局部热动平衡(NLTE)效应一样地重要. 它们都涉及由观测量推出云物理参量的可靠性. 由以前的学习知道,NLTE 对 LTE 的偏离起因于碰撞跃迁和辐射跃迁的相互作用,那么湍动效应却是起因于流体力学的速度场. 上述讨论证明,有限相关长度的效应最突出的表现是谱线轮廓的变化. 它表明由经典微观湍动的 NLTE 计算所得到的光学厚谱线的自吸收特征,将随着有限相关长度 l 和 σ/v_{th}的增加而减弱,甚至消失. 此外,由于不同的谱线对相关长度 l 的效应是不同的,以致不同的同位素谱线和同种分子不同跃迁的谱线,其相对 l 的依赖程度也不同. 总之,通过上述的研究发现:(1)由经典微观

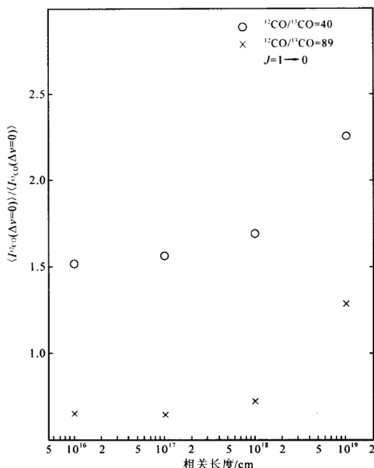


图 5.33　$^{12}CO(1-0)$和$^{13}CO(1-0)$在线心处谱线强度比$\langle I(^{12}CO)\rangle/\langle I(^{13}CO)\rangle$在两种相对丰度下(∘表示丰度比为 40,×表示丰度比为 89)随相关长度的变化.图中其他参数:$T_k=10$ K,$n_{H_2}=10^5 cm^{-3}$[25]

湍动的分析导出的分子云物理参数需要作实质性的改正;(2)如果有同一种分子多条谱线的详细的观测资料,那么我们可以利用上述理论通过分析这些谱线导出因湍动速度场引起的改正.

最后需要阐明的是,上述模型无论是平行平面几何还是球对称几何,都假设了分子云的密度和温度是均匀的,因此它们仍然是

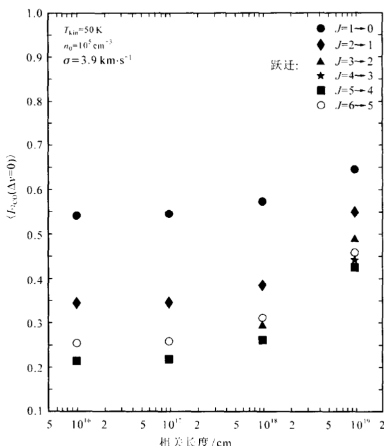


图 5.34　CO 分子不同转动跃迁(从 $J+1\to J$, $J=1,\cdots,5$)谱线中心强度随相关长度的变化. 其它参数同图 5.33[25]

理想化的. 进一步应考虑这些参量的非均匀性,包括密度和温度的波动. 这就要求更普遍性的理论. 最近, Hegmann 和 Kegel 研究了具有随机密度和速度波动的湍动分子云的谱线形成问题[19]. 类似以前对速度场相关长度的定义, 文[19]又给出了密度场相关长度的定义. 首先将密度 $n_{H_2}(s)$ 转换到一个对数的尺标里, 即令

$$\tilde{n}(s)=\ln\left(\frac{n_{H_2}(s)}{n_{ref}}\right) \tag{5.5.19}$$

式中 n_{ref} 为 H_2 的参考密度. 如果假设介质中气体密度 $\tilde{n}(s)$ 分布也是高斯型的,即

$$W_n(\tilde{n})=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n}\exp\left(-\frac{\tilde{n}^2}{2\sigma_n^2}\right) \tag{5.5.20}$$

则介质中两点密度 $\tilde{n}(s)$ 和 $\tilde{n}(s+\Delta s)$ 的相关函数也应具有高斯函数的形式[19]

$$f_n(\Delta s)=\frac{\langle\tilde{n}(s)\tilde{n}(s+\Delta s)\rangle}{\sigma_n^2}=\exp\left(-\frac{|\Delta s|}{l_n}\right) \tag{5.5.21}$$

式中 σ_n 表示对数密度分布函数的宽度,也称对数密度的标准偏差; $|\Delta s|$ 是两点间的距离, l_n 即为密度场的相关长度. 为便于讨论,这里用 l_v 替代过去用过的 l 表示速度场的相关长度. 在考虑分子云不均匀的随机密度后,方程(5.5.13)将被一个多维的 Fokker-Planck 方程所取代. 此时的条件强度 $q_v(\nu,\tilde{n},s)$ 不仅与速度和深度有关,还与密度的波动 $\tilde{n}$ 有关. 参考资料[19]的计算表明,无论是密度场还是速度场,二者的相关长度都很强地影响着分子谱线的轮廓、谱线宽度和不同转动跃迁的强度比率. 为突出随机密度分布和密度相关长度的影响,图 5.35 展示了在一个微观湍动速度场中取不同 σ_n 和不同 l_n 时,CO $J=1$—0 和 $J=4$—3 跃迁的谱线轮廓. 选择微观湍动速度场是为了忽略 l_v 对谱线形成的影响. 模型中分子云的物理参数是: $T_k=10$ K,氢分子平均密度 $\langle n_{H_2}\rangle=10^3\text{cm}^{-3}$, CO 分子平均柱密度 $\langle N_{CO}\rangle=10^{17}\text{cm}^{-2}$,微观湍动速度场的 $\sigma/v_{th}=10$. 图中 Δv 对应 Doppler 频移 $\Delta\nu(\Delta\nu=\nu-\nu_0)$. 从图 5.35 的每一幅小图看,除了 $J=1$—0,密度相关长度最小的一种情况外,随着 σ_n 的增加(注: $\sigma_n=0.1$ 代表密度均匀的情况)谱线强度均呈现出明显的变化. 但 $J=4$—3 随 σ_n 增加的变化规律与 $J=1$—0 的恰好相反.

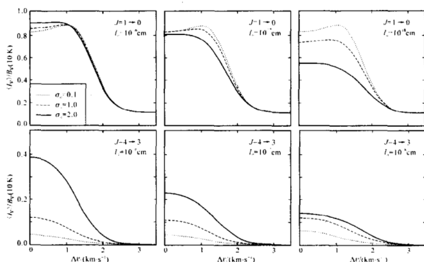


图 5.35 CO $J+1\rightarrow J(J=0$ 和 3)转动跃迁的谱线轮廓. 模型参数:$T_k=10$ K,$\langle n_{H_2}\rangle=10^3 cm^{-3}$,$\langle N_{CO}\rangle=10^{17} cm^{-2}$以及一个 $\sigma/v_{th}=10$ 微观湍动速度场[19]

5.5.4 分子云其它物理参数的确定

1. 分子云尘埃温度的确定

尘埃温度是研究分子云能量转移——加热和冷却过程中的一个重要物理参数. 分子云尘埃温度的严格确定应该通过解尘埃的辐射转移方程以及对整个分子云红外能谱的拟合得到. 多年来,这种较严格的计算大多仍采用 Leung 在参考资料[29,30]中提出的准扩散方法(类似 3.4.3 节介绍的微湍模型)和程序 DUSTCD,或采用由 Egan,Leung 和 Spagna 发展的程序 CSDUST3[31]. 在这一模型中,球形的尘埃云满足的辐射转移方程如下:

$$\mu\ \frac{\partial I_\nu(r,\mu)}{\partial r}+\frac{m}{2}\left[\frac{1-\mu^2}{r}\ \frac{\partial I_\nu(r,\mu)}{\partial \mu}\right]=-\ \sigma_\nu^a(r)[I_\nu(r,\mu)-B_\nu(r)]-\sigma_\nu^s(r)\left[I_\nu(r,\mu)-\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}I_\nu(r,\mu')P_\nu(\mu,\mu')\mathrm{d}\mu'\right] \quad (5.5.22)$$

式中 σ_ν^a 和 σ_ν^s 分别表示尘埃颗粒对辐射的吸收和散射系数，$P_\nu(\mu,\mu')$ 是散射相位函数. 求解(5.5.22)式的思路与上册介绍的微湍模型下求解方程(3.4.49)式一样. 这里就不一一赘述了.

如果我们只考虑尘埃颗粒辐射的加热和冷却过程，那么尘埃温度可由下面的辐射平衡条件获得，即

$$\int_0^\infty [\varepsilon_\nu(r) - \sigma_\nu(r)J_\nu(r)]\mathrm{d}\nu = 0 \qquad (5.5.23)$$

式中的 $\varepsilon_\nu = \sigma_\nu B_\nu(T)$. 尘埃的吸收系数和尘埃颗粒的半径、尘埃密度以及尘埃对辐射的吸收截面有关.

通过上述方法可得到尘埃温度随 r 的分布. 但这种方法计算量很大，因此我们这里给出两种近似的确定尘埃温度的方法，它们也是常用的可行的方法.

(1) 如果我们已经在远红外或亚毫米波段上测到尘埃在两个波长 λ_1 和 λ_2 上的辐射流量 F_{λ_1} 和 F_{λ_2}，则利用黑体辐射定律不难导出尘埃温度

$$T_{\mathrm{D}} = \frac{\frac{hc}{k}\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{(3+\beta)\ln\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) + \ln\left(\frac{F_{\lambda_1}}{F_{\lambda_2}}\right)} \qquad (5.5.24)$$

T_{D} 也叫尘埃的色温度，β 由尘埃发射率 $\eta(\lambda)$ 决定，即 $\eta(\lambda) = \eta_0\lambda^{-\beta}$. β 尚不能准确知道，通常采用的是 $0 \leqslant \beta \leqslant 2$. 在很多文献中取 $\beta = 1$ 或 2. 一般根据已知某些波长的流量来确定，可以是一些经验公式.

(2)利用 3 个以上邻近波长上的红外流量确定尘埃温度 T_{D} 和等效尘埃壳层半径[32,33]. 在对多点红外谱拟合时，欲被最小化定义的量如下：

$$x = \sum_{i=1}^{N}\{\lg(F_{\lambda_i}) - \lg[B_{\lambda_i}(T_{\mathrm{D}})\eta_{\lambda_i}\Omega]\} \qquad (5.5.25)$$

$N \geqslant 3$，是拟合的点数，$B_{\lambda_i}(T_D)$是尘埃温度为T_D时的普朗克函数，η_{λ_i}是尘埃发射率，Ω是尘埃温度为T_D时所对应的包层角大小.

$$B_\lambda(T_D) = A\lambda^{-5} / \left[\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T_D}\right) - 1\right]\Omega \qquad (5.5.26)$$

式中$A = 2hc2 \cdot \Omega, \Omega = \pi R_s / D^2$. 其中$R_s$是尘埃温度为$T_D$时的尘埃包层半径，模型参数$T_D$和$\Omega$可以通过使$x$最小化求得. 然而将(5.5.26)式对$T_D$求偏导时，得到的是一个非线性的方程. 采用牛顿迭代法可以同时求出最佳拟合时的尘埃温度和尘埃包层半径. 关于T_D随r的较严格的分布，如(5.5.23)式所示，涉及分子云的能量平衡，我们将在§5.6中介绍.

2. 分子云磁场的确定

分子云的磁场对于分子云的能量传输和动力学演化起着重要作用. 如磁压是平衡引力的重要因素，磁制动效应输出云的角动量，磁场阻止宇宙线加热等. 因此磁场可能在很大程度上控制着分子云的塌缩、碎裂和角动量. 此外，磁场也是研究恒星从分子云中形成过程的必须考虑的因素. 如Shu提出在分子云的恒星形成区中引力和磁场力的相对重要性可能是确定原恒星核和年轻恒星天体物理特征的一个基本因素[34]. 因此为了理解恒星形成过程的性质，有必要得到分子云中磁场的强度. 然而在分子云中直接测量磁场是相当困难的. 星云磁场的间接估计主要有以下几种方法：

(1)由河外射电源，射电脉冲星辐射的法拉第效应估计，得磁场约$1 \sim 4\mu G^*$；

(2)由21 cm氢谱线的塞曼效应估计，得H I区磁场约几$\mu G \sim 50\mu G$；

(3)由OH分子的18 cm脉泽的塞曼效应估计，得脉泽区磁场

* G(高斯)是磁感应强度的单位. 它和国际单位制中磁感应强度单位T(特斯拉)的关系是$1\ G = 10^{-4}\ T$, $1\ \mu G = 10^{-6}\ G$, $1\ mG = 10^{-3}\ G$.

约几 mG；

(4)寻找磁场 B 和气体密度 n 间的关系.

根据磁流体力学有 $B\propto n^k$ 关系. 幂指数 k 的大小直接反映了磁场与气体的耦合(如磁冻结)性质和各种去耦作用(如磁的双极扩散)的影响. 在动力学中 k 还影响云的吸收和裂化过程. 对各向同性塌缩和磁冻结 $k\approx 2/3$，即

$$\frac{B}{B_i}=\left(\frac{n}{n_i}\right)^{2/3} \tag{5.5.27}$$

B_i 和 n_i 分别表示星云边缘的磁感应强度和密度. 在中心凝聚的密核中，k 的值下降，$1/3\leqslant k\leqslant 1/2$，这是由于高密的云核，阻碍了宇宙线进入密核，使核内电离度下降，磁冻结无法维持，磁场脱离云物质(磁双极扩散). 所以 k 值的减小意味着磁场与气体耦合作用减弱.

(5)利用分子云的偏振来确定分子云的磁场.

星云中偏振的起因主要有两种，一种来源于环绕中心亮源的星云对星光的反射或散射，另一种则来源于星云对星光的二向色性消光(dichroic extinction). 这后一种起因与星际磁场有关. 二向色性消光被认为是由于非球形的尘埃颗粒在磁场的作用下，其最短轴缓慢地沿磁场方向排列的结果[35,36](而这非球形的起因与尘粒的旋转有关，当尘埃颗粒与分子气体随机碰撞时将引起旋转，旋转轴正好偏向于尘粒的短轴). 这时由有序排列的颗粒引起的消光在颗粒最长轴方向最大，或者说电矢量在这个方向上变弱了. 相反，辐射的传播(或观测到的线偏振的位置角)在颗粒短轴方向，也即平行磁场的方向(投影到天空平面上的)最强. 显然，用这种方法可以较好地示踪分子云中磁场的分布. 对于云外边的恒星，其光学偏振的观测已经对 L1641，Perseus，Taurus 和 Ophiuchus 等许多星云进行过[37,38]，得到的偏振图表明云附近(投影到天空平面上)的磁场有多种多样的位形. 而对于云内部，通常认为恒星形成的位

置，由于严重的消光，光学偏振的测量几乎不可能. 20 世纪 70 年代后开始发展红外的偏振计. 初始时，主要是进行单个红外探测器的观测，近十多年来随着高量子效率和大视场的两维红外阵列探测器和红外照相机的发展，使得对分子云的深层部分，对许多天体同时进行偏振的测量成为可能.

作为一个例子，图 5.36 展示了用近红外成像系统对 S140 IRS 云进行的近红外偏振成像观测的结果[39]. 图中偏振矢量的分布被重叠在该区域 K(2.16 μm)波段的表面亮度的等强度分布图上. 图中偏振矢量的取向代表偏振相对赤道坐标系的位置角，长度代表百分偏振度. ＋号表示 S140 中 3 个红外源 IRS1、IRS2 和 IRS3 的位置. 由图可见，在被 IRS1 和 IRS3 照亮的两个星云中偏振矢量相对红外源是中心对称的，并清楚地描绘出了两个云的边界.

3. 分子云质量的确定

分子云的质量和分子云的温度、密度、尺度以及谱线宽度一样，是分子云的几个最基本的物理参数. 也是研究分子云质量谱、稳定性乃至恒星形成的一个不可缺少的量. 确定分子云质量的方法很多，归纳有：

(1)由某种分子的柱密度 N_i 计算：

$$m = S_i \frac{N_i}{X_i} m_{\mathrm{H}} \mu \tag{5.5.28}$$

式中 S_i 是分子云投影面积，$S_i \propto d^2$，d 是云的线直径，μ 是平均的分子权重，X_i 是某种分子的丰度，m_{H} 是氢原子质量. 柱密度 N_i 通常是由 CO 的同位素分子^{13}CO 谱线的积分强度导出(详见 3.1.5 节).

(2)由已知分子云核的数密度 n 求得：

$$m_{\mathrm{c}} = V_{\mathrm{c}} n m_{\mathrm{H}} \mu \tag{5.5.29}$$

式中 V_{c} 是云核体积，$V_{\mathrm{c}} \propto d^3$.

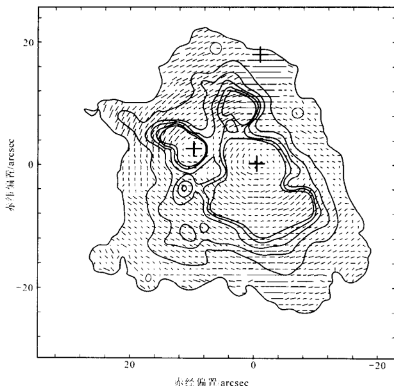


图 5.36 S140 IRS 云的近红外偏振成像观测结果. 图中偏振矢量的分布被重叠在同一区域 K(2.16 μm)波段表面亮度的等强分布图上. 偏振矢量的取向代表偏振相对赤道坐标系的位置角,长度代表百分偏振度. 十号表示 S140 中 3 个红外源 IRS1、IRS2 和 IRS3 的位置[39]

(3)求位力质量 m_{vir}

关于位力质量 m_{vir} 的具体计算方法读者可参看本书 5.1.2 节和 5.3.4 节. 最近, Goldsmith 给出了一个更简捷的估算位力质量的方法[40]. 假设分子云是球形的并处于位力平衡中,云的引力势能等于云的动能(由观测的谱线宽度推出)的两倍,云中分子气体的密度分布 $n_{H_2}(r)\propto r^{-\alpha}$, $\alpha<3$, 则此时云的位力质量 m_{vir} 可由下式计算:

$$m_{vir}=126\left(\frac{5-2\alpha}{3-\alpha}\right)R\Delta v_{FWHM}^2 \qquad (5.5.30)$$

式中 Δv_{FWHM}是谱线半极大时的全宽度，单位为 km · s^{-1}；R 是云的半径，单位为 pc. m_{vir}则以 $m_{\odot}$为单位. 当云不是球形时，可以用调和平均半径 R_{hm}替代上式中的 R，当 α 为 1 时，上式变为：

$$m_{vir}=189R_{hm}\Delta v_{FWHM}^2 \qquad (5.5.30)$$

式中各量的单位与上式同.

(4)利用 γ 射线的测量来估计

星际云中高能的 γ 射线(30～1 000 MeV)是在宇宙射线和氢核碰撞时产生的. 这样，如果云中的宇宙线密度是常数，那么通过 γ 射线流量可以测量已知体积中氢核的数目[2]. Bloemen 等(1984 年)和 Strong 等(1988 年)已经利用 COS-B 的银道面巡天确定了 ^{12}CO 对 H_2 的转换系数和质量[41,42]. 对于银盘，该平均的转换系数 $X=2.4\times10^{20}$.

§5.6　分子云的加热和冷却

由前面各章、节的讨论，我们得知，分子云处在一个十分复杂的环境和状态中. 宇宙线、星光和磁场是分子云的主要生存环境. 分子云的温度可以从大约 10 K 的冷云一直变化到大约 1 000～3 000 K的激波作用区. 分子云的密度则可从大于 $10cm^{-3}$的弥漫云一直增加到大约 10^8～$10^{10}cm^{-3}$的脉泽凝聚区. 不过多数分子云的温度是在 10～15 K 之间. 它们是宇宙线、恒星背景辐射加热与分子云中 CO, H_2O 和 C 等辐射冷却平衡的结果. 对于较高温度的分子云，其热平衡温度的建立将涉及到更多的能量传输和平衡的过程.

分子云中能量的传输与平衡是分子云力能学(energetics)研究的一个重要内容. 除此之外，分子云力能学还将研究分子云中速

度弥散的产生、维持以及支撑引力塌缩的各种因素等.后者我们将在分子云与恒星形成一章中讨论.

研究分子云的加热与冷却机制,研究分子云热平衡温度的建立与研究分子云的物理状态、外部环境以及分子内部(有时涉及到原子和离子)的微观过程密切相关,是分子云研究中的一个十分有意义的课题.

5.6.1 分子云中能量转移的各种过程

分子云中的能量转移过程可由图 5.37 表示.

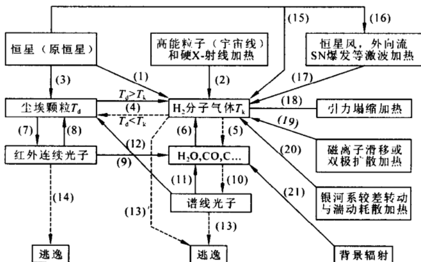


图 5.37 分子云中能量转移的各种过程的示意图

图 5.37 展示了分子云中能量转移的一个直观图景[1~3].图中各部分的意义可解释如下:

(1)表示恒星作为背景星时对分子云(即指运动温度为 T_k 的分子气体)的直接加热.

(2)表示高能粒子的加热,如宇宙线中的高能带电粒子(如质子)或硬 X-射线对 H_2 分子的电离所引起的加热.孤立冷云如

L183,TMC1 等就主要靠途径(1)和低能的宇宙线来加热(有时通过尘埃作中介). 这两种能源可将分子云加热到 8～10 K,是目前观测到的暗云核的最低温度.

(3)表示分子云中的尘埃对其内部或外部的恒星或原恒星辐射(UV,光学或近红外)的吸收.

(4)表示尘埃与气体碰撞,若 $T_d > T_k$,则尘埃加热气体. 反之尘埃冷却气体. 图中虚线表示分子云失能.

(5)表示通过 H_2 与分子云中其它主要分子或原子,如 CO,H_2O,C…等的碰撞,使这些分子或原子从低态跃向高态,即所谓 CO,H_2O 和 C…的碰撞激发.

(6)与(5)相反,是对 CO,H_2O,C…等的碰撞去激发.

(7)表示尘埃辐射红外连续光子.

(8)表示尘埃粒子对自身辐射的再吸收.

(9)各分子、原子对尘埃辐射的谱线吸收(也称辐射激发).

(10)各分子、原子的谱线辐射(辐射去激发).

(11)各分子、原子对谱线光子的自吸收.

(12)尘埃对谱线光子的吸收.

(13) CO,H_2,C 等谱线光子以一定的概率逸出云外(即原子分子的谱线辐射冷却).

(13)′是氢分子直接以谱线辐射形式冷却.

(14) 尘埃辐射的连续光子逃逸出云外.

(15)嵌埋在分子云内部的原恒星直接加热分子气体,如典型热云 S140,S106 等.

(16)恒星形成的活动区(局部能源)除了如(3)所述通过辐射加热尘埃,尘埃再通过碰撞将能量转移给分子云外,它还能驱动高速流(如恒星风,外向流)从而提供云中激波波前和湍动的动能.

(17)表示通过星风、外向流引起的激波加热分子云. 它适于包埋有恒星的热云,如 OrionKL,Orion-IRC2 等的情况.

(18)表示当云塌缩时,引力势能克服热压力而对气体做功,从而加热分子云.

(19)磁离子滑移加热(magnetic-slip),也称双极扩散(ambipolar diffusion)加热.它是星际气体中电离和中性分量之间的摩擦产生的加热,或者说是由于磁场和中性气体间的慢位移引起的加热.

(20)对于巨分子云复合体,主要能源靠耗散储存在银河系较差转动中的动能和在云复合体中的湍动运动来维持.

(21)主要适于 H_2CO 情况.由于 H_2CO 分子常具有过冷的能级布居,因此甚至可吸收 2.7 K 的微波背景辐射.

这里还应提到的是一种与分子云加热有关的而在图 5.37 中未列入的过程,即在新形成的大质量星(如 OB 型星)附近光离区(PDR)的加热.在 OB 星外,远紫外的光子(能量在 6～13.6 eV 间)可以电离,电离能小于 H(13.6 eV)的区域,从而形成如图 5.38 所示的光离区(图中暗的部分).主要加热机制是光致电离和光电加热.光电加热也是弥漫星际介质的重要加热机制.在分子云和电离氢区交接的表面层中大部分恒星光度被吸收再在红外和亚毫米波的谱线或连续谱上再发射.关于光离区加热问题的详细讨论读者可参阅参考资料[4].

上述各种加热和冷却过程提供了一个净的单位体积的加热速率 $\Gamma(n,T_k)$[$\mathrm{erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}}$]*.当分子云在温度 T_k 上达到平衡时,有

$$\sum_i \Gamma_i(n,T_k)=\sum_i \Lambda_i(n,T_k)$$

式中 i 指所有可能的加热和冷却过程.冷却速率 $\sum_i \Lambda_i(n,T_k)$ 同时控

* erg(尔格)是能量单位,它和国际单位制中的能量单位 J(焦耳)的关系是:1 erg $=10^{-7}$ J.

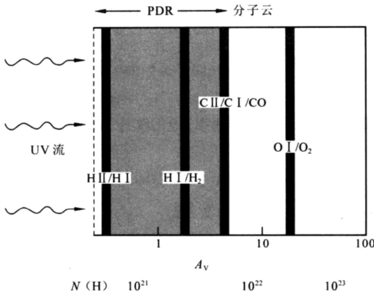


图 5.38　光离区(PDR)分布的直观图. 图中 A_v 表示消光值, N(H) 是氢原子柱密度[4]

制着云的冷却时间 τ_{cool}，在此时间内，云辐射掉它的大部分能量.

$$\tau_{cool} = \frac{E_{th} + E_{kin} + E_{turb}}{\sum_i \Lambda_i(n, T_k)} \tag{5.6.1}$$

式中 E_{th}, E_{kin}和 E_{turb}分别表示云的热能、动能和湍动能. 通常 τ_{cool}与系统的其它特征时间相比是小的，因此可以预期云很容易达到热平衡.

下面就常见的几种加热、冷却机制作进一步讨论.

5.6.2　分子云的加热与冷却机制

1. 某一分子(原子或离子)种类对分子云的加热(或冷却)

以 CO 分子为例，当分子云中的主体分子 H_2 与 CO 碰撞，致使 CO 分子从低态跃到高态，接着 CO 分子又由于辐射相应的谱线光子，从高激发态回到低态，此光子如果又有一定的概率可以逸出云外，那么分子云中的一部分内能将会被带走，从而造成分子云

的冷却.显然某一分子(或原子、离子)种类(X)在单位体积中的冷却率是

$$\Lambda(X)=\sum_{u}\sum_{l}[n_l(X)C_{lu}-n_u(X)C_{ul}]\Delta E_{ul} \qquad (5.6.2)$$

式中,u—上能级,l—下能级,ΔE_{ul}—上、下能级能量差,C_{ul}—碰撞去激发速率,C_{lu}—碰撞激发速率.根据统计平衡方程,由分子辐射引起的冷却率也可表示成

$$\Lambda(X)=\sum_{l}\sum_{l<u}\{n_u(X)[A_{ul}+B_{ul}U(\nu_{ul})]-n_l(X)B_{lu}U(\nu_{ul})\}\cdot \beta_{ul}\Delta E_{ul}$$

$$\nu_{ul}=\frac{E_u-E_l}{h} \qquad (5.6.3)$$

U 是在频率 ν_{ul}上的平均辐射场,β 是谱线光子的逃逸概率.反之,如果 CO 分子由于吸收了外界(如尘埃)辐射已经处于高态,接着又由于与 H_2 的碰撞由高态回到低态(如过程(6)),这样就将外界的一部分辐射激发能通过碰撞去激发转换成分子云的内能,从而加热分子云.其计算公式与(5.6.2)和(5.6.3)式一样,只差一个符号.在有辐射影响下,分子云处于非热动平衡状态.

若:$n_u/n_l>n_u^\circ/n_l^\circ$(记号"。"表示 LTE 时布居),则 $\Lambda(X)<0$,分子 X 起加热作用.若:$n_u/n_l<n_u^\circ/n_l^\circ$,则 $\Lambda(X)>0$,分子 X 起冷却作用.可见某种分子或原子是冷却剂还是加热剂,取决于碰撞和辐射速率间的平衡情况,取决于达到平衡时粒子数按能级分布的情况 n_i.这就涉及到统计平衡和辐射转移方程的联立求解(方法同第三章).由于 n_i 和分子云的物理状况有关,以致不同密度和不同运动温度下分子的冷却和加热速率不同.

以 CO 分子为例,在不考虑尘埃热辐射的情况下,Goldsmith,Langer(1978 年)得[5]:

$n_{CO}\cdot n_{H_2}\leqslant 10^2 cm^{-6}$时

$\Lambda_{CO}\approx 6\times 10^{-29}n_{CO}n_{H_2}T_k^2(erg\cdot cm^{-3}\cdot s^{-1})$

$n_{CO} \cdot n_{H_2} \gg 10^2 cm^{-6}$时

$$\Lambda_{CO} \approx 2\times10^{-27} T_k^3 (erg \cdot cm^{-3} \cdot s^{-1}) \quad (5.6.4)$$

由于后一种情况密度很高,CO 分子热化,所以结果与密度 n 基本无关.许多作者讨论过分子云中各种分子、原子、离子的冷却作用,早期的最有代表性的工作即上述的 Goldsmith 和 Langer 的计算[5].他们用 LVG 方法计算了在中心无热源时所有丰度$>10^{-9}$的分子、原子种类在 $n_{H_2}=10^2\sim10^6 cm^{-3}$,$T_k=10\sim60$ K 时的冷却率.这些分子、原子和离子是 H_2,HD,CO,H_2O,C_2,O_2,N_2,C Ⅰ,NH^+,HCO^+和 N_2H^+等.这样,由辐射引起的总的能量损失率为

$$\Lambda=\Lambda_{H_2}+\Lambda_{CO}+\Lambda_{H_2O}+\Lambda_C+\Lambda_{C^+}+\cdots$$

由不同 T_k 下所得的 $\Lambda/n_{H_2}-n_{H_2}$图看,^{12}CO 是暗分子云中最主要的冷却剂,特别在 $n_{H_2}\leqslant10^4 cm^{-3}$时.在 $n_{H_2}>10^4 cm^{-3}$后,其它分子的 Λ 上升.在 $T_k=40$ K,$n_{H_2}=10^5 cm^{-3}$时,$\Lambda_{H_2O}>\Lambda_{CO}$,$H_2O$ 分子成为最重要的冷却剂.(见图 5.39)

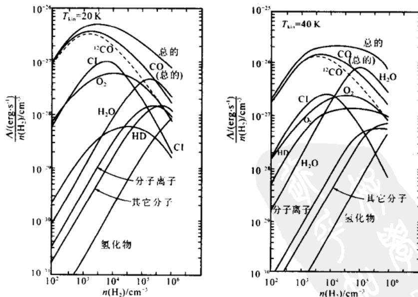


图 5.39　当运动温度分别为 20 K,40 K 时,每个 H_2 分子总冷却率随 n_{H_2}的变化[5]

当分子云内部包含高温能源时，尘埃的热辐射就不再能忽略．对有红外发射的分子云，H_2O 分子对分子云有重要作用．参考资料[2]和[6]对这类分子云中 H_2O 的加热作用作了详细计算，证明 H_2O 分子确是分子云的一个重要加热剂．参考资料[2]的结果还表明，在 $A_v/1.086=100$，$n_{H_2}=3\times10^3\ \mathrm{cm^{-3}}$时，CO 分子竟起加热的作用！可见某种分子是加热剂还是冷却剂和分子云的物理环境密切有关．

下面给出其它一些计算冷却率的经验公式供读者参考．由原子 H 和 C 的谱线发射引起的冷却率可分别用以下二式计算[7~9]：

$$\Lambda_H=n_H(7.61\times10^{-17}\times10^{-51408/T}+6.20\times10^{-17}\times10^{-60984/T}+5.97\times10^{-17}\times10^{-64512/T})\times T^{-0.5}\ \mathrm{erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}}$$

$$\Lambda_C\approx2\times10^{-22}n(C)\ \mathrm{erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}}$$

式中 T 以 K 为单位，n 以 $\mathrm{cm^{-3}}$为单位．由 H_2 的转-振激发，辐射引起的冷却率[10]：

$$\Lambda_{H_2}=\sum_{v,J}n_{v,J}\sum_{v',J'}A_{vJ,v'J'}\Delta E_{vJ,v'J'}=n_{H_2}(n_H L_{v,r}^{H}+n_{H_2}L_{v,r}^{H_2})\mathrm{erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}}$$

$A_{vJ,v'J'}$是由能级 v,J 到能级 v',J'的自发发射系数；$\Delta E_{vJ,v'J'}$是两个能级的能量差．$L_{v,r}^{H}$和 $L_{v,r}^{H_2}$的表达式相当复杂，读者可查阅上述文献．由 CO 辐射引起的冷却率[10]：

$$\Lambda_{CO}=2.33\times10^{-28}T^{2.13}n_{H_2}\mathrm{erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}}$$

当将^{12}CO 和^{13}CO 的辐射冷却结合在一起时得到[11]

$$\Lambda_{CO}\approx10^{-24}\left(\frac{T_k}{10\ \mathrm{K}}\right)^{2.75}\left(\frac{n_{H_2}}{10^3\mathrm{cm^{-3}}}\right)^{0.3}\left(\frac{\Delta v/\Delta l}{1\mathrm{km\cdot s^{-1}\cdot pc^{-1}}}\right)\mathrm{erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}}\qquad(5.6.5)$$

计算中 CO-H_2 的碰撞截面取自参考资料[12]，逃逸概率取自参考资料[13]．

2．尘埃-气体的碰撞加热(或冷却)

在某些密度较高的分子云中，分子气体和被恒星的近红外辐

射场加热的尘埃粒子间的碰撞也是分子云的一种重要加热机制. 由于碰撞分子被吸附在温度为 T_d 的颗粒表面上,同时交换能量,当达到热平衡后,分子再脱离尘埃表面回到气相状态. 如果 $T_d > T_k$,气体分子将增加动能;若 $T_d < T_k$,分子将损失动能. 这个加热和冷却速率依赖于尘埃和气体的温度差、碰撞频率、碰撞截面以及分子在尘埃颗粒上的吸附特性. 如果用负的加热率表示冷却率,我们可以得到尘埃-气体碰撞加热率(或冷却率)为

$$\Gamma_{d\text{-}g} = (n_d n_{H_2} v_{H_2} \sigma_d) \alpha_{H_2} \frac{3}{2} k (T_d - T_k) \tag{5.6.6}$$

右边括号内部分表示单位时间内、单位体积内尘埃-气体碰撞次数. v_{H_2} 是气体分子的平均热速度, $v_{H_2} = \left(\frac{8kT_k}{\pi m_{H_2}}\right)^{1/2}$. σ_d 是尘埃横截面, α_{H_2} 是 H_2 在颗粒表面上的吸附系数. 采用参考资料[14]给出的参数,尘埃气体碰撞加热率:

$$\Gamma_{d\text{-}g} = 2.4 \times 10^{-33} n_{H_2}^2 T_k^{1/2} (T_d - T_k) \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \tag{5.6.7}$$

对于 $T_d < 100$ K 的各种类型冷颗粒, $\alpha_{H_2} \approx 0.35$[15]. 当 $T_d < T_k$ 时,(如较冷的内部没有热源的云),尘埃起冷却作用,若按(5.6.7)式计算则 $\Gamma_{d\text{-}g} < 0$. 由(5.6.7)式可知, $\Gamma_{d\text{-}g} \propto n_{H_2}^2$,所以无论是加热还是冷却都要求气体密度较高. 它意味着在高的气体密度下气体与尘埃间耦合很强,冷却时间变得相当的短[11],即

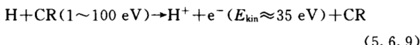
$$t_{d\text{-}g} = 1.5 \times 10^4 \left(\frac{n_H}{10^5 \text{cm}^{-3}}\right) \left(\frac{T_k}{50\text{ K}}\right)^{-1/2} \text{a} \tag{5.6.8}$$

3. 高能粒子对分子云的加热

高能粒子(如 1～100 MeV 的宇宙射线)和硬 X-射线(>250 eV)通过碰撞电离的加热可以遍布整个分子云. 其中银河系的宇宙射线(主要是质子)是星际介质中的一个潜在的大能源. 它的总能量密度估计有 0.8 eV/cm^{-3}[16]. 相对低能量的宇宙射线质子(约 2～10 MeV)在加热和电离气体上是最有效的. 不过由于低能的宇

宙射线受星际磁场的影响，它并不能广泛地穿透星际介质的各个部分.

宇宙射线对中性氢区的加热主要表现在电离氢上. 对分子云的加热主要表现在电离 H_2 分子上. 其它还有对分子的转-振能级的激发和分子的离解等. 例如一宇宙射线(通常指一个质子)与一个中性原子碰撞将产生一个快速电子和一个质子. 其过程是：



$$H+CR(1\sim100\ eV)\rightarrow H^{+}+e^{-}(E_{kin}\approx35\ eV)+CR \tag{5.6.9}$$

如果与分子相碰，则碰撞后的 H_2 变为 H_2^+，在此过程中产生的电子可以再电离氢或提供气体的非电离加热. 宇宙线的总加热速率可写成：

$$\Gamma_{cr}=\zeta_{cr}Q_{cr}n(H,H_2) \tag{5.6.10}$$

ζ_{cr}是每个氢原子/氢分子的一次宇宙线电离速率，Q_{cr}是由于电离的结果以热的形式贮存的平均能量. 通过对弥漫云电离和分子丰度的分析得到一个典型的氢电离速率 $\zeta_0=7\times10^{-17}s^{-1}$[17]，相应氢的一次电离速率 $\zeta_{cr}=\zeta_0/(1+\varphi)=4\times10^{-17}s^{-1}$，式中 $\varphi\approx0.7$，是对二次电离的改正. 宇宙射线加热速率的准确确定，由于宇宙射线的二次电离作用而变得相当复杂. 宇宙射线加热的效率对于气体的组成成分，密度以及电离程度均十分敏感. 在一个中性的分子气体中，每一个一次电离(包括二次过程)平均输入的热能 $Q_{cr}=5.7\sim7.3\ eV$. 较高的 Q_{cr}值适于 $n_H>10^4cm^{-3}$情况. 例如在致密的中性气体中(电离度 $x=n(H^+)/n(H)\leqslant3$)，大约有 7 eV 能量提供给非电离加热[18]. 这样在分子云中，宇宙射线加热速率[11]为

$$\Gamma_{cr}\approx4.7\times10^{-28}\left(\frac{\zeta_{cr}}{4\times10^{-17}s^{-1}}\right)\left(\frac{Q_{cr}}{7\ eV}\right)n(H,H_2)erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3} \tag{5.6.11}$$

而在低电离原子云中，此加热速率为[19]

$$\Gamma_{cr} \approx 3.5\times10^{-28}\left(\frac{\zeta_{cr}}{4\times10^{-17}\mathrm{s}^{-1}}\right) n(\mathrm{H})\mathrm{erg}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-3} \tag{5.6.12}$$

在高电离的气体中，由于更多的二次电离的能量进入加热，此时的加热率为

$$\Gamma_{cr} \approx [2\times10^{-27}(1-x)+2\times10^{-26}x]\left(\frac{\zeta_{cr}}{4\times10^{-17}\mathrm{s}^{-1}}\right) n_{\mathrm{H}}\mathrm{erg}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-3} \tag{5.6.13}$$

第一项代表由于中性氢的电离引起的加热，第二项表示电子气体的直接的加热，$x=n(\mathrm{e})/n_{\mathrm{H}}$，$n(\mathrm{e})$＝电子密度，$n_{\mathrm{H}}=n(\mathrm{H})+2n(\mathrm{H_2})+n(\mathrm{H^+})$是在所有形式中的总氢密度[9].

由(5.6.11)式计算的加热率和(5.6.5)式计算的冷却率平衡得到[11]：

$$T_{\mathrm{k}} \approx \left[\frac{2.1(\zeta_{cr}/4\times10^{-17}\mathrm{s}^{-1})}{(\Delta v/\Delta l)/1\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{pc}^{-1}}\right]^{0.36} n(\mathrm{H_2})^{0.25} \tag{5.6.14}$$

在 $\zeta_{cr}=4\times10^{-17}\mathrm{s}^{-1}$，速度梯度 $\Delta v/\Delta l=1\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{pc}^{-1}$，$n(\mathrm{H_2})=10^3\sim10^4\mathrm{cm}^{-3}$时，由(5.6.14)式得 $T_{\mathrm{k}}=7\sim13$ K. 与分子云的观测很相符. 在强宇宙射线源，如超新星遗迹附近，通过宇宙线加热可达到较高的温度.

X-射线对气体的光离和加热与宇宙线作用的方式相似，因此方程(5.6.9)和(5.6.10)可类似地用于X-射线加热. OB 星的 X-射线光度约为 10^{-7}的 L_{tot}(总光度)，而 T Tau 星的 X-射线光度则大约为 10^{-4}的 L_{tot}[20]. 如果 X-射线是 $kT* \approx 500$ eV 的热谱，则 X-射线加热与其进入云的柱密度 N_{H}，云离 X-射线源的距离 R 等的关系如下[11]：

$$\Gamma_{\mathrm{X}} \approx 3\times10^{-26}\left(\frac{N_{\mathrm{H}}}{10^{22}\mathrm{cm}^{-2}}\right)^{-1.6}\left(\frac{L_{\mathrm{X}}}{10^{34}\mathrm{erg}\cdot\mathrm{s}^{-1}}\right)\left(\frac{R}{\mathrm{pc}}\right)^{-2} n(\mathrm{H_2})\,\mathrm{erg}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-3} \tag{5.6.15}$$

式中 L_{X} 是 X-射线源的光度. 在 OB 和 T Tau 星协附近 X-射线对

云的加热和电离可能有重要的影响. 而在明亮的 AGN 和 QSO 的附近,分子云的 X-射线加热则可能更为重要[4].

4. 磁离子-中性粒子滑移加热(磁双极扩散加热)

分子气体和分子云中磁场或磁波的相互作用同样会对分子云的加热产生重要的贡献.

我们知道对于一个电离介质,物质的电导率越大,横越磁感线的运动就越小. 若电导率趋于无穷,则物质在垂直磁感线方向运动时,磁感线就要与物质一起运动,即所谓磁冻结. 但当离子密度变得很低时(即电导率下降),磁冻结不再适用,这时若存在一个横越磁场的运动,由于洛伦兹力的作用,离子和中性粒子将以不同速率运动,这个速率上的差别将导致碰撞(摩擦)加热[21]. 显然由离子滑移造成的加热速率为

$$\Gamma_{\text{is}}\approx\left(\frac{1}{2}m_{\text{in}}\Delta v_{\text{in}}^2\right)\cdot(n_{\text{n}}\langle\sigma u\rangle)\cdot n_{\text{ion}} \qquad (5.6.16)$$

$\left(\frac{1}{2}m_{\text{in}}\Delta v_{\text{in}}^2\right)$是每一次碰撞引起的能量的转移,$(n_{\text{n}}\langle\sigma u\rangle)$是每秒碰撞次数,$n_{\text{ion}}$是离子数密度,$n_{\text{n}}$ 是中性粒子数密度,$u=\left(\frac{8kT_{\text{k}}}{\pi m_{\text{in}}}\right)$是离子与中性粒子间平均的相对速度,$m_{\text{in}}$是离子与中性粒子的约化质量,$\Delta v_{\text{in}}$是二者间的漂移速度,$\Delta v_{\text{in}}$可由洛伦兹力和摩擦力之间的力学平衡求得. 已知洛伦兹力

$$\boldsymbol{F}_{\text{m}}=\frac{1}{c}(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}),\ |\boldsymbol{J}|\approx\left|\frac{c}{4\pi}(\nabla\times\boldsymbol{B})\right|\approx\frac{c\boldsymbol{B}}{4\pi}/L$$

式中 L 为磁场变化区域的特征尺度. 而摩擦力:

$$\boldsymbol{F}_{\text{f}}=n_{\text{ion}}n_{\text{n}}\langle\sigma u\rangle m_{\text{in}}\Delta v_{\text{in}}$$

由 $\boldsymbol{F}_{\text{m}}=\boldsymbol{F}_{\text{f}}$,解出 Δv_{in},代入(5.6.16)式,得

$$\Gamma_{\text{is}}=\frac{B^4}{32\pi^2L^2n_{\text{ion}}n_{\text{n}}\langle\sigma u\rangle m_{\text{in}}} \qquad (5.6.17)$$

Goldsmith 和 Langer 导得[5]

$$\Gamma_{is}=\frac{5.0\times10^{-28}}{[X(e)/10^{-7}]}\left(\frac{B_0}{1\ \mu G}\right)\left(\frac{m}{10^4 m_{\odot}}\right)^{-2/3} n(H_2)^{4\alpha-\frac{4}{3}}\text{erg}\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3} \tag{5.6.18}$$

X(e)是电子百分比丰度，$B=B_0n^{\alpha}$，$0\leqslant\alpha\leqslant2/3$. 分子云中的 X(e)不太清楚. 若金属(Mg,Fe,Na)的丰度低于太阳的值，理论计算表明 $X(e)<10^{-6}$[22].

在 $B\geqslant1\ \mu G$，$\alpha\geqslant1/2$ 时，离子-中性粒子滑移加热可能是一种重要的加热机制.

由于带电粒子总是不同程度地与磁场耦合在一起，因此磁离子和中性粒子间的滑移加热也可看成是磁场相对中性粒子缓慢漂移的结果，故这种加热也称磁双极扩散加热. 事实上它应该属于一种气体动力学加热. 它常在致密气体塌缩期间发生.

对于一个密度为 n_n，电离度为 X_c($X_c=n_c/n_n$，n_c 为带电粒子密度)的中性云，其中性粒子与磁场间的相互作用仅仅是通过与带电粒子的"减速"碰撞间接进行的. 显然此碰撞的时标为[11]

$$t_{cn}=(n_n\langle\sigma u\rangle_{cn})^{-1}\text{s} \tag{5.6.19}$$

t_{cn}大约为 $10^9/n_n$(s). 如果用 $B_{\mu G}$表示以 μG 为单位的磁感强度，L_{pc}表示以 pc 为单位的垂直于漂移速度的磁场特征尺度，则磁双极扩散加热率 Γ_{amb}(也即前面讨论的 Γ_{is})也可表示成

$$\Gamma_{amb}=\frac{\mu n_c\Delta v_{cn}^2}{t_{cn}}\approx10^{-31}\frac{B_{\mu G}^4}{L_{pc}^2(\mu/m_H)X_c n_n^2}\text{erg}\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3} \tag{5.6.20}$$

式中 μ 是带电粒子与中性粒子的约化质量，n_c 是带电粒子数密度，$X_c=n_c/n_H$，Δv_{cn}是二者间的漂移速度. 根据一个宽范围的分子云密度和尺度的观测，发现分子云的平均密度与尺度是明显反相关的，即

$$n_nL_{pc}\approx N_0\approx2\times10^3\text{cm}^{-3}\cdot\text{pc} \tag{5.6.21}$$

在§5.5 中曾讨论过分子云的磁场随密度指数增加，即 $B\propto n_n^{\alpha}$ 以

及 $\alpha\propto 1/2$. 这样根据弥漫云和致密云中磁场的观测，可以有下面的估计：

$$B\approx 200\left(\frac{n_n}{10^4\text{cm}^{-3}}\right)^{1/2}\mu\text{G}=2\left(\frac{B_0}{2\mu\text{G}}\right)n_n^{1/2}\mu\text{G} \qquad (5.6.22)$$

将(5.6.21)和(5.6.22)式代入(5.6.20)式，并假设 $\mu=0.67m_{\text{H}}$，可得

$$\Gamma_{\text{amb}}\approx 10^{-29}\left(\frac{B_0}{2\mu\text{G}}\right)^4\left(\frac{10^{-7}}{X_c}\right)\left(\frac{5\times 10^{21}}{N_0(\text{H}_2)}\right)^2 n^2(\text{H}_2)\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3} \qquad (5.6.23)$$

由上式知，双极扩散随 n_n^2 指数增加，因此这种加热对于致密的，非常低电离度的小尺度团块(或者低柱密度的)尤显重要. 而在云的较外层由于密度较低，电离度较高(约千分之几)双极扩散加热可以忽略.

一个很有兴趣的问题是双极扩散对于致密的($n(\text{H}_2)\geqslant 10^5\text{cm}^{-3}$)，热的($T\geqslant 40$ K)，柱密度 $N(\text{H}_2)\geqslant 5\times 10^{22}\text{cm}^{-2}$ 云核是否有重要的贡献. 对于这一条件，采用 Goldsmith 和 Langer 给出总的谱线冷却函数[5]，可得

$$\Lambda_{\text{tot}}\approx 7\times 10^{-30}T^{2.2}n(\text{H}_2)\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3} \qquad (5.6.24)$$

当(5.6.24)式与(5.6.23)式达到平衡时，得到

$$T_k\approx 27\ \text{K}\left(\frac{B_0}{2\mu\text{G}}\right)^{1.8}\left(\frac{X_c}{10^{-7}}\right)^{-0.45}\left(\frac{N(\text{H}_2)}{5\times 10^{22}\text{cm}^{-2}}\right)^{-0.9}\left(\frac{n(\text{H}_2)}{10^5\text{cm}^{-3}}\right)^{0.45} \qquad (5.6.25)$$

由该式看，双极扩散对解释 50 K 左右的平衡温度可能是一个有意义的机制.

5. 气体动力学加热

上面讨论的 4 种加热机制大多起因于原子、分子、离子或者尘埃粒子的微观过程. 然而许多事实已表明，宏观气体的运动同样可作为星际原子云或者分子云的一个重要加热源. 它们主要是：湍动

加热，由超新星遗迹(SNR)、星风气泡(Bubble)、密度波等引起的激波加热以及引力塌缩加热等. 除了湍动，这些有序运动的效应是可以根据速度、尺度和 SNR，星风等膨胀的能量来确定的. 许多作者讨论了通过超新星爆发和它们的遗迹进入气体的能量. 简单地看，若有高速星风作用于分子云，则会产生激波加热. 由于激波面两侧动量守恒，则有

$$p_1+\rho_1 u_1^2=p_2+\rho_2 u_2^2 \tag{5.6.26}$$

其中 p 为压力，ρ 是质量密度，u 是相对于激波的速度，下标 1、2 分别表示激波前和激波后的物理量. 假设 p_1 和 u_2 可忽略不计，则有：

$$p_2=n_2kT_2=\rho_1 u_2^2 \tag{5.6.27}$$

再假设激波前气体是静止的，则 u_1 就是激波速度. 这样可以粗略估计激波的加热速率：

$$\Gamma_s=\rho_1 u_1^3/2\Delta X \tag{5.6.28}$$

其中 ΔX 是被激波加热的气体的特征长度，Elmegreen 等对边缘明亮的分子云，用上述方法研究了可能的激波加热机制[23].

基于一个平均的超新星速率，Cox 从一个整体描述的星际介质的角度，估计了一个中等密度的典型星际气体因宏观运动引起的按时间平均的机械加热率为[24]

$$\Gamma_{\text{mech}}\approx 10^{-25}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3} \tag{5.6.29}$$

如果这种机械能量输入给一个特定的云，则应建立一个模型来考虑这种能量的耗散.

在湍动加热情况下，若分子云的尺度为 l，湍动速度为 v_t，则湍动耗散时标为

$$\tau=l/v_t \tag{5.6.30}$$

因而湍动加热速率为

$$\Gamma_t=\frac{1}{2}\rho v_t^3/l \tag{5.6.31}$$

Guesten 等用湍动加热解释了银河系中心区域分子云中气体温度相当高的原因[25]. 在银心区 T_k 约 60～120 K，这一温度已高于云中的尘埃温度. 由于湍动耗散时标约为 10^6a，所以他认为这一湍动可能是由银河系较差自转驱动的.

对于一个半径为 R_c 的星际气体区域，它的质量密度 $\rho=2.17\times10^{-24}n_H\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}}$，(包括正常氦和重元素丰度)此时的加热速率为

$$\Gamma_t\approx3.5\times10^{-28}v_t^3n_H\left(\frac{1\mathrm{pc}}{R_c}\right)\mathrm{erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}}\qquad(5.6.32)$$

式中 v_t 以 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 为单位.

分子云湍动加热的另一个公式由 Boland 和 de Jong 导出：

$$\Gamma_t\approx2.7\times10^{-30}\left(\frac{\alpha^3}{1+\alpha^2}\right)n_HT^{1.5}\mathrm{erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}}\qquad(5.6.33)$$

式中，$\alpha=v_t/v_{th}$，v_{th}是气体的热运动速度.

下面讨论有关引力塌缩加热的问题.

当云塌缩时，引力势能克服气体热压力而对气体做功，部分引力势能将转换成气体分子的动能. 此时，塌缩供能率等于单位时间克服热压力所做的功. 若用 V 表示云的体积，p_T 表示热压力，$\left(\frac{dE}{dt}\right)$ 表示单位体积内的塌缩供能率，则有

$$V\left(\frac{dE}{dt}\right)_c=p_T\left(\frac{dV}{dt}\right)\qquad(5.6.34)$$

由于 $V=\frac{4}{3}\pi R^3$（R 为分子云半径），所以

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)=4\pi R^2\left(\frac{dR}{dt}\right)=\frac{3}{R}V\cdot v_S$$

v_S 为云表面塌缩速度，热压力 $p_T=n(H_2)kT_k$，单位体积内分子云内能 $E=\frac{3}{2}n(H_2)kT_k$，所以 $p_t=\frac{2}{3}E$，于是得

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)=\frac{3}{R}V\cdot v_S\,\frac{2}{3}E/V=\frac{2v_S}{R}E=\frac{E}{\tau_{ff}}\qquad(5.6.35)$$

式中 $\tau_{ff}=\frac{R}{2v_S}$，它是分子云自由下落时间. 当 $n(H_2)$，T_k，v_S 都已知时（它们可由 § 5.5 节介绍的分子云物理参数确定的方法导出），可求出引力塌缩的加热率.

作一个粗略估计（上限）. 若有一个密度均匀的分子云，在热压力远小于自引力时，忽略热压力所做的功，则由动能、势能守恒，得

$$\frac{1}{2}v_S^2=\frac{4}{3}\pi R^2 G\rho=\frac{4}{3}\pi R^2 Gn(H_2)m_{H_2} \quad (5.6.36)$$

解出 v_S 代入 τ_{ff}公式，得

$$\tau_{ff}=3.66\times10^{14}n(H_2)^{-1/2}\text{s} \quad (5.6.37)$$

（注：考虑热压力后，则 v_S 下降，τ_{ff}增大，$\left(\frac{dE}{dt}\right)_c$ 变小）最后可得引力塌缩加热速率的上限为

$$\Gamma_c=\left(\frac{dE}{dt}\right)_c=\frac{E}{\tau_{ff}}=5.66\times10^{-31}T_k n(H_2)^{1.5}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$$

(5.6.38)

若用总氢密度 n_H（注：$n_H=n(H)+2n(H_2)+n(H^+)$）来表示引力塌缩加热率可得[9]

$$\Gamma_c=\rho\cdot p_T\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho}\right)\approx2.6\times10^{-31}n_H^{1.5}T_k\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$$

(5.6.39)

Goldreich 和 Kwan 比较了辐射冷却率 $\left(\frac{dE}{dt}\right)_r$ 与塌缩加热率 $\left(\frac{dE}{dt}\right)_c$ 对分子云热平衡的贡献，得到[27]

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_r\Big/\left(\frac{dE}{dt}\right)_c=\left(\frac{dE}{dt}\right)_r\Big/\left(\frac{E}{R/2v_S}\right)=\frac{R}{2v_S}\frac{d\ln E}{d\ln t} \quad (5.6.40)$$

若此比值大于 1，则辐射冷却大于塌缩加热. 他们求得 CO 分子辐射冷却率与引力塌缩率之比，在 $T_k\geqslant10$ K，$\varepsilon\tau$（与光厚有关）$\geqslant10^2$ 时为 11.4. 这说明由塌缩提供的能量是不足以维持星际云的能量

平衡的. 为此必须寻找其它的加热机制. 湍动加热,激波加热是两种重要的加热的机制. 在恒星形成区中,具有强恒星风的年轻天体提供了加热分子云和驱动湍动的重要能源,不过这种能源提供的总能量和可以达到的时间尺度是不清楚的. 在许多星际云中观测到的高能量的双极分子外向流是上述看法的一个很好的依据.

5.6.3 其它有关问题

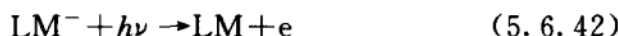
1. 大分子的加热*

前面我们主要介绍了有相当密度的分子云的加热与冷却. 对于星际介质中密度较低的弥漫云(Diffuse cloud, $n>10\mathrm{cm}^{-3}$),它的加热机制主要是指星光在颗粒上的光电效应. 但这种加热源的充分性仍然是一个问题[28]. 如果在这种云中有大分子(LM)存在的话,那么利用下面的反应:



$$\mathrm{LM}+h\nu\rightarrow\mathrm{LM}^{+}+\mathrm{e} \qquad (5.6.41)$$

可以释放出高能量的电子来加热气体. 这个能量是光子能量和大分子电离势的差. D'Hendecourt 和 Leger 考查了大分子的光电离过程,认为在一些区域中它是气体加热的主要来源[29]. 大分子的加热作用也可通过下面的光致分离(photodetachment)反应来达到:



$$\mathrm{LM}^{-}+h\nu\rightarrow\mathrm{LM}+\mathrm{e} \qquad (5.6.42)$$

Lepp 和 Dalgarno 认为这一过程可以达到弥散云中大分子光电加热作用的一半[30].

大分子的加热作用正比于大分子的丰度以及电子密度与光子流量之比(n_e/F). 通常大分子相对氢的丰度大约为 10^{-7} 量级. Lepp 和 Dalgarno 的计算表明,在整个计算的温度范围内(10～

---

* 典型的大分子指的是 1984 年以来证认的包含大约 50 个 C 原子的多环芳香族碳氢化合物,简称 PAH-polycyclic aromatic hydrocarbon。

10^4K)，大分子上的光电效应加热是足以平衡弥散云云核中的冷却速率的.

2. 激波加热后的冷却问题

激波是由于超声的质量运动引起的. 它是天体物理环境中极其普遍的一种运动学现象，即使在分子天体物理学所研究的对象中，激波也是经常可以遇到的一个重要的动力学效应. 如近十几年来在恒星形成区不断观测到的分子外向流，赫比格-哈罗天体，喷流以及云-云碰撞现象都是激波效应的反映.

在强激波极限下(即马赫数 $Ma \gg 1$ 时)，Rankine-Hugoniot 的激波跳跃关系简化为

$$\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)=\left(\frac{v_1}{v_2}\right)=\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)\rightarrow 4 \tag{5.6.43}$$

$$p_2=\left(\frac{2\rho_1 v_1^2}{\gamma+1}\right)\rightarrow\frac{3\rho_1 v_1^2}{4}$$

$$kT_2=\left[\frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2}\right]\mu_s v_1^2\rightarrow\frac{3\mu_s v_1^2}{16} \tag{5.6.45}$$

以上式子中右边最后一项是在 $\gamma=5/3$ 时推算出来的. μ_s 是气体中原子或者分子的平均质量. 记号 1 表示激波前的量，记号 2 表示激波后的量，假设激波前气体速度为零，则 $v_1=v_S$，即激波面的速度. 由(5.6.45)式可以导出激波后气体的温度[31]为

$$T_2=\begin{cases}(2\,900\ \text{K})(v_S/10\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1})^2 & \text{对原子 H 气体}\\ (3\,900\ \text{K})(v_S/10\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1})^2 & \text{对分子 } H_2 \text{ 气体}\end{cases} \tag{5.6.46}$$

上式中对中性原子气体，取 $\mu_s=1.27m_H$，$\gamma=5/3$. 对分子 H_2 气体，取 $\mu_s=2.33m_H$，$\gamma=7/3$. Genzel 得到，在一个快速的激波过后，分子云即刻可达的温度满足下式[11]：

$$T_s\approx 1.5\times 10^5(v_s/100\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1})^2 \tag{5.6.47}$$

由(5.6.47)式可知，如果有一个大于 80 km·s^{-1}的激波在分子云中传播，那么被扫过的气体，在一开始温度竟可高达 10^5K！如此高

的温度下,分子将全部被离解,原子被电离.如何再达到一个新的平衡温度是激波后致冷模型所必须要考虑的问题.事实上,如果波阵面后每一点气体的净冷却速率可以得知,那么激波后气体的温度结构是可以通过数值积分气体的动力学方程导出的[32~36].

激波扫过后的气体主要通过原子、离子的电子能级以及分子的转-振能级的激发来冷却.分子 H_2 的离解和原子 H 的电离以及气体与冷尘埃的碰撞也是激波后云冷却的重要机制,但所有这些冷却过程将因为下面的几种加热作用而部分地被抵消.如激波后上游区较热气体辐射的光子被气体吸收以及 H 原子复合时的电离能和 H_2 分子再形成时的化学结合能的释放等.

图 5.40 表示了激波后主要加热与冷却机制随波阵面后 H 的柱密度 N_H 的变化,以及温度随 N_H 的变化[35].其中图(a)表示的是速度为 80 $km \cdot s^{-1}$的激波过后的温度变化轮廓(假设激波前分子云的密度为 $10^5 cm^{-3}$).(b)是在同样模型下激波后各种加热与冷却速率随 N_H 的变化.在图 5.40(b)中实线表示由原子、分子(如 CO,OH)谱线辐射引起的冷却,虚线表示由于 UV 辐射的电离、离解以及 H_2 分子再形成时所引起的加热.激波后的谱线辐射冷却与激波速度有关.如[OI]的 63 μm 发射支配着慢激波(10 $km \cdot s^{-1}$)的冷却.H_2 的转动和转-振谱线发射则是较高速度激波($10 < v_s < 50$ $km \cdot s^{-1}$)和中等的激波前密度时的主要冷却剂.对于 $10^6 cm^{-3}$密度或更大的密度,H_2O 和 OH 的转动发射则变得越来越重要.

前面已经论证过,在一个速度为 80 $km \cdot s^{-1}$的激波扫过后,气体温度即刻上升到 10^5K.在这样的温度下分子迅速离解,紧接着由于原子和原子离子的光学和紫外谱线发射而迅速冷却,如氢、氦原子和氧、碳、硫等离子的谱线辐射.一旦气体温度下降到 10^4K,温度将由于激波后最热部分气体辐射的热效应和 Lyman 连续光子被吸收而保持不变,直到离波阵面足够远处(见图 5.40(a)

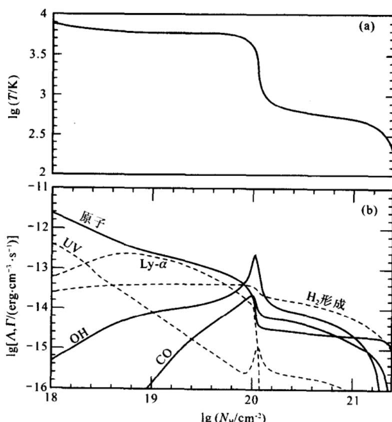


图 5.40　(a)速度为 80 km·s^{-1}的激波过后气体温度的变化轮廓.(b)激波后各种冷却(实线)和加热(虚线)速率随柱密度 N_H 的变化[35]

曲线中的第一个平台).接着由于 H 的柱密度不断地增加,屏蔽了过激波区上游热气体的辐射,致使净冷却作用重新恢复,温度继续下降.接着分子再形成.当温度下降到 3 000 K 以下时,分子变成主要的冷却剂.在温度下降到几百度时,与分子形成有关的化学势能的释放成为一个主要的加热源.因此在 5.40(a)的温度轮廓曲线上再次出现一个平台,一直到分子形成全部完成.

3. 拱星包层的加热与冷却

和分子云情况不同,拱星包层的温度和密度结构,由于其中心

总是存在一个正在连续不断地抛射质量的红巨星而变得有规律起来. 例如，当中心星的质量损失率为 $\dot{m}$时，其拱星包层气体密度随 r(离中心星距离)的变化将满足下式：

$$\rho(r)=\frac{\dot{m}}{4\pi r^2 v(r)} \tag{5.6.48}$$

若 $\dot{m}$=常数，拱星包层气体膨胀速度 v=常数，则：$\rho(r)\propto r^{-2}$.

拱星包层中尘埃颗粒的温度 T_{gr}，主要由尘埃吸收中心星发射的光子和再辐射红外波段上光子之间的平衡决定. 显然，离星越远，中心星的加热速率越低，T_{gr}下降越快. 假设尘埃发射率$\eta_\nu \propto \nu^g$，$g=1$[37]，我们预期

$$T_{gr}\propto r^{-2/5} \tag{5.6.49}$$

通常尘埃可以在中心星附近形成，在那里 $T_{gr}\approx 1\ 000\sim 1\ 500$ K. 拱星包层中气体的温度同样是由加热与冷却速率间平衡解决的. 气体的主要加热源是尘埃颗粒通过气体时的超声流动. 来自中央星的辐射驱动颗粒以漂移速度 v_{dr}穿过气体[38]，且有

$$v_{dr}=\left(\frac{vQL}{c\dot{m}}\right)^{1/2} \tag{5.6.50}$$

v 是气体外流速度，L 是中心星光度，Q 是按频率平均的动量转移横截面与颗粒几何截面之比，典型的 $v_{dr}\approx 2\sim 20\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$. 由气体-尘埃碰撞引起的加热率 Γ_{g-d}与碰撞速率以及每次碰撞转移的能量有关，因此

$$\Gamma_{g\text{-}d}=(n_{gr}\sigma_{gr}v_d)\frac{1}{2}\rho v_d^2=\frac{dq_{dust}}{dt} \tag{5.6.51}$$

拱星包层中气体的冷却受气体的绝热膨胀和辐射支配. 可以写成[39]

$$\frac{dT_{gr}}{dr}=(2-2\gamma)\frac{T_{gr}}{r}-(\gamma-1)\frac{dq_{cool}}{knv}+(\gamma-1)\frac{dq_{dust}}{knv} \tag{5.6.52}$$

式中，γ 是绝热系数，k：玻耳兹曼常数，$n=\rho/\mu$，μ 是拱星包层物质的平均分子量.

拱星包层中气体温度作为半径 r 的函数与颗粒的大小,尘埃气体比率以及中心星的质量抛射率密切有关.例如颗粒的漂移速度显然依赖于包层中气体的阻力,这样对于低质量损失率的星,由于气体密度低,对尘埃运动的阻力小,v_d 变大,以致 $\Gamma_{g\text{-}d}$增加.因此我们预期,质量损失率越小的星,其拱星包层的温度越高.

尘埃与气体比率以及尘埃颗粒的大小对于这类星拱星包层的物理学和化学是非常重要的.遗憾的是,在恒星包层中,有关尘埃的聚核作用和生长理论还不甚清楚.因此,进一步地观测和理论工作对于弄清拱星包层的尘埃性质无疑是极为重要的.

§5.7　河外星系中的分子和分子云

5.7.1　河外星系中的分子及其研究意义

1971 年 Weliachew 对 NGC253 和 M82 中心连续源进行了 OH 吸收线的观测，这是第一次河外星系分子的观测[1].由于波束稀化效应对观测距离的限制,给星系分子的观测带来了困难，致使很长时期河外分子的探测仅限于几种分子上.这些分子或者丰度较高或者是脉泽的发射体.然而,近 30 年来由于望远镜的灵敏度和空间分辨率的提高,使河外星系分子的观测和研究有了很大的进展.目前已在上千个星系中探测到了分子气体.许多在银河系中观测到的分子也在星系中探测到了.不过星系中的分子谱线要比银河系中的分子谱线宽得多.这样由于谱线的混淆妨碍了更多星系分子谱线的证认.到 1994 年止,在星系中得到证认的分子已有 23 种.一些分子的同位素种类也在星系中观测到.表 5.12 给出了在星系中证认的 23 种分子的名称及其探测到的星系数.表中提到的参考文献读者可在参考资料[2]中找到.利用这些分子发射的谱线,我们可以在一个非常宽阔的范围来研究星系的物理条件和

分子云的特性[3~5]. 和银河系一样,ISO(红外空间天文台)和FUSE(远紫外分光探测器)等现代设备的应用,使星系中分子氢的直接测量有了新的进展[6~8]. 然而,在所有星系的分子谱线中最重要也最容易探测的仍然是CO分子的转动激发谱线和OH分子的脉泽发射线. CO分子的高丰度和容易激发的特性使它成为示踪各类星系分子质量、空间分布以及运动学的重要的手段(参看本书的5.1.2节和§5.3). CO的积分强度也已被大多数天文学家作为星系总分子质量的探针[9]. 而HCN,CS和HCO^+等高密度探针分子以及CO的高转动跃迁则被用来示踪星系中的致密气体,这些气体是星暴和星系核活动的燃料,也是示踪星系中恒星形成,乃至星暴发生的重要手段[4,10,11].

表5.12 在河外星系中证认的分子

分子	探测到的星系	参考文献	分子	探测到的星系	参考文献
OH^*	≈75	1	H_2CO^*	≈12	2
CO	≈1 000	3,4	H_2O^*	≈15	5
HCN	≈20	6	H_2	≈60	7
NH_3	1	8	HCO^+	≈20	9
CH^*	8~9	10	CS	≈20	11
C_3H_2	4	12	CH^+	1	13
CH_3OH^*	6	14	CN	5	15
C_2H	4	15	HNC	9	15
HC_3N	2~4	15,16	HNCO	5	17,18
SO	2	19	N_2H^+	6	20
SiO	2	20	CH_3CCH	2	21
CH_3CN	1	21	OCS	1	22

* 指的是那些观测到脉泽发射的分子。

分子气体的探测对确定星系的形态和演化有决定性的作用. 对于研究星系的相互作用也有重要的意义. 星系中分子云的分布和总体特性的研究还可以改进人们对恒星形成和分子云演化大尺

度过程的理解.星系分子和分子云的研究涉及一系列的重要课题，如:(1)星系中 $CO\text{-}H_2$ 的转换;(2)星系中分子氢的质量范围、分子氢与原子氢的质量比等的大尺度分布及其与星系类型、光度和环境的关系;(3)星系的旋臂结构和在恒星形成上的效应;(4)星系的红外光度和分子氢的质量比（它反映了恒星形成的效率)及其与星系类型的关系;(5)分子气体在星系相互作用、星暴和星系核活动中的作用;(6)高红移星系中分子的搜寻;(7)河外超脉泽等.上述与 $CO\text{-}H_2$ 的转换、星系中分子云的大尺度分布(包括旋臂结构和星系核区分布)以及河外超脉泽等课题分别在本书的 5.3.4 节(结合 5.1.2 节)、5.3.5 节和 6.1.3 节中介绍，这里不再赘述.本节将着重介绍星系中的 $L_{IR}/m(H_2)$ 比，星系中的恒星形成速率、效率，星系核活动和周围正常分子的相互作用以及近些年来利用分子谱线手段对高红移星系和原星系的搜寻等.

5.7.2　星系中 CO 与红外的对比研究和恒星形成效率

前面已提到，CO 的观测被广泛用于导出星系中分子氢的质量和分布.与星系的其它研究手段，如:光学的、红外的连续谱以及 H_α 的谱线发射等进行比较，将可研究星系中的恒星形成问题.已有大量的工作涉及 CO 和 IR 的对比研究.如由 200 多个星系的 CO 观测和 IRAS 巡天资料得到了星系的 $L_{IR}(L_\odot)$ 和 $m(H_2)(m_\odot)$ 关系图(见参考资料[12]中的图 7).由该图可见，星系的红外光度和 H_2 的质量至少在一个量级的弥散程度上相关.比值 $L_{IR}(L_\odot)/m(H_2)(m_\odot)$ 的变化范围是 $(1\sim100)L_\odot/m_\odot$.较高的比值通常对应相互作用星系、并合星系和星暴不规则星系.此外还发现比值 $L_{IR}(L_\odot)/m(H_2)(m_\odot)$ 和星系中的尘埃温度 T_d 密切有关.统计地看，T_d 越高该比值越大.这一现象在红外明亮星系的 IR 光度和 H I 质量关系中并未见到.这就意味着星系的尘埃发射与分子的联系远超过与原子的联系. T_d 与 $L_{IR}/m(H_2)$ 相关也可以这样理解，即

一个较强的能量密度($\approx L/m$)将导致一个较高的尘埃的辐射平衡温度.

星系中恒星形成活动的一个广泛的和可行的测量是星系整体的 H_α 流量. 但这一方法有两个缺陷. 第一,H_α 发射仅仅示踪大质量星的形成;第二,光学的 H_α 发射受消光影响太大,因此它仅能提供恒星形成速率(SFR)的一个下限. 另一个替代的方法是测量星系整体的远红外光度,它最大的优点是受消光的影响小,但仍然很强地偏于初始质量函数(IMF)的大质量端. 由 1 000 个星系的 IRAS分析,Devereux 和 Young(1991 年)发现,对于类型 Sa-Scd 的旋涡星系,中等大质量星的 SFR 是类似的. 而对于 S0 和 Sd-Sm 星系,它们的 SFR 要低上一个量级[13].

为了考察每单位气体质量(由 CO 观测得到)的恒星形成速率(或者说恒星形成效率,SFE),已经有许多的工作涉及早型和晚型旋涡星系的 $L_{IR}/m(H_2)$ 比的确定. 所有的结果都表明,早型和晚型的旋涡星系有类似的整体的 SFE. 由此看来,在盘星系中整体的恒星形成速率和效率并不很强地依赖于星系的 Hubble 型. 不过,它却与星系的环境有关[12]. 后者在存在星系相互作用情况时更为明显. 为了探求环境对星系 SFE 的影响,不少作者研究了相互作用/并合星系中的恒星形成效率,结果发现强相互作用星系的平均的 $L_{IR}/m(H_2)$ 要比孤立星系的高上 5～10 倍. Young 和 Scoville(1991 年)根据 150 个星系(包括孤立星系、星系团、并合/相互作用星系以及不规则星系等)的分子和 IRAS 资料得到了星系的 $L_{IR}/m(H_2)$ 和 S_{60}/S_{100} 关系图(见参考资料[12]的图 11). 结果发现在大约一个量级的弥散度上并合/相互作用星系相对孤立星系有高的 $L_{IR}/m(H_2)$ 和 S_{60}/S_{100} 比. 后者恰好反映了星系中尘埃的色温度. 对这一现象曾有两种解释. 一种看法认为,星系－星系的相互作用可能引起一种新的恒星形成机制,致使每单位的分子质量形成更多的星. 另一种看法则认为,在两类星系中,大质量星形成的

物理过程并没有区别，但相互作用的结果将明显提高它的形成效率. 在星系相互作用情况下，云-云碰撞过程会变得重要起来. Noguchi 与 Ishibashi(1986 年)和 Olsen 与 Kwan(1990 年)对包括分子云和恒星的星系-星系相互作用进行了数值模拟，他们发现在激烈的星系-星系相撞期间，云-云碰撞速率将增加[14,15]. 如果云-云碰撞对大质量星形成星系是合理的话，那么在相互作用星系中云-云碰撞速率的增加将导致每单位 H_2 质量的恒星形成数的增加. 这种相互作用也反映在超亮的红外星系(ULIRGs)中. 超亮的红外星系是一种不寻常的天体，它不仅有极高的红外光度($L_{IR}>10^{12}L_{\odot}$)，而且还有巨大的分子气体含量($m(H_2)\approx 2\times 10^{10}m_{\odot}$). 比值 $L_{IR}/m(H_2)$要比气体-富旋涡星系高一个量级. 观测发现最邻近的 10 个 ULIRGs 或是并合的或是有最近相互作用潮汐尾指示的星系. 更有甚之，在 40 个红移超过 0.3 的 ULIRGs 中大多数正处于并合中[16]. 在超亮红外星系中 $L_{FIR}/m(H_2)$大约高一个量级的事实说明 ULIRGs 的恒星循环时间要比正常星系的短 10 倍，即大约是 10^8a[5].

5.7.3　星暴星系和活动星系核(AGN)中的分子气体

星暴星系是正在经受恒星形成迅速爆发的气体-富星系. 这些星系通常有高的远红外光度、双极的 X-射线流，H_{α} 发射流(推测它们是因星系的“超风”所引起)以及热的有 HⅡ 区特征的光谱. 所有这些特征是极端恒星形成速率的表现[9]. 许多星暴星系还具有特殊的位形，显现出最近的或正在进行的并合特征. 此外，星暴星系常具有非常强的 CO 发射，通常认为这种高的 CO 光度是大的分子气体质量的结果，有的甚至是巨大的，分子气体总质量 $m(H_2)$ 超过 $10^{11}m_{\odot}$. 然而，有些作者认为这种强的 CO 发射不是分子气体质量加大的结果，而是因为加强的 CO 激发的缘故[17]. 这就意味在星暴星系核的特殊的极端条件下，CO 光度和分子气体质量

间的关系已不再适用(参看 5.3.4 节关于 X 因子的讨论).

在星暴气体中已经观测到了许多分子.其中 M82 和 NGC 253 最为突出,它们被公认为两个原型的星暴星系[5,16].下面重点介绍其中的一个典型例子 M82. M82 是第一个被发现有分子的邻近星系($D \approx 3$ Mpc),也是一个不规则的相互作用星系,它和 M81,NGC 3077 构成了一个星系群.对 M82 已经从射电-γ射线几乎所有的波段上进行了研究. M82 的星暴很可能与 M81 星系间的潮汐相互作用有关,并导致了一个大约 $4\times10^{10}L_{\odot}$高的红外光度[11].大量处在红外和射电波段上的分子、原子以及离子谱线被观测到了.图 5.37 展示的就是星暴星系 M82 中心 700 pc 区域内的一个组合的红外和射电的谱[3,18].

图中还展示了由尘埃引起的有某些吸收特征的连续谱以及由分子、原子和离子产生的锐发射线.除了分子 H_2 外所有的分子谱线都落在图左边的毫米波和亚毫米波区.它们大多是高激发条件的分子(包括 H_2)谱线.这与银河系中大量观测到的低激发谱线有很大的不同,但和 Orion 恒星形成区中的热核却很相似.它意味着 M82 中心的 1 kpc 区是一个巨大的恒星形成场所,是一个“星暴”核. M82 的大约 $2\times10^{10}L_{\odot}$远红外光度的大部分是来自最近 10^7a 里形成的 OB 星.在 M82 核心 500 pc 内的恒星形成速率约为 $5m_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$.这比银河系核区的 SFR 大约高 10 倍[3].由图 5.41 展示的多种谱线的强度可看出 M82 中的中性星际介质是致密的(见强的[OI]以及 HCN、和 HCO^+ 等的转动激发谱线,类似的还有 CS 和 HC_3N 的谱线)和热的(见 CO 的高转动激发谱线以及类似的 CH_3CN 和 CH_3CCH 谱线).由 HCN 和 CO 多重跃迁的观测推得,M82 高密度气体的一个实质性部分(大约 40%质量)的密度 $n(H_2) > 10^4 \mathrm{cm}^{-3}$,同时得到的还有其内部区域的运动学温度 $T_K >$ 50 K[19].注意上述物理参数的取得需要模型的计算.注意到 NH_3 分子可以直接示踪物理条件,最近 Weiss 等对 M82 完成了 NH_3

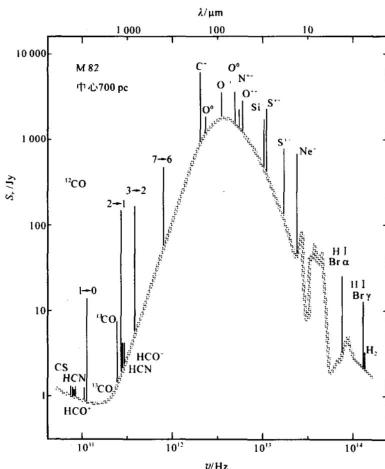


图 5.41　星暴星系 M82 核区的一个组合的红外和射电谱[3,18]

的$(J,K)=(1,1)$，$(2,2)$和$(3,3)$反演线的探测. 由 NH_3 反演态间的激发温度推得该星系的平均运动温度≈60 K[20]. CO,HCN 和 HCO^+的高分辨率的观测还表明,M82 分子气体的大部分质量($10^8 m_\odot$)集中在离核大约 200 pc 的圆环内. 我们在 5.3.5 节中曾提到 M82 核区的半径大约 200 pc 的分子环很可能是其中心强的星暴活动驱散周围气体的结果. 最近的干涉仪成图观测也揭示, M82 中心的强星暴活动的触发使大多数外向流的气体分布在一

个几乎球形的晕中.它暗示极端星暴环境是可以迁移掉相当大量的分子气体到星际晕中,甚至星系际介质中去的[21].

其它星暴星系,如:NGC253,IC342 和 NGC6764 等的详细研究也证实了和 M82 类似的结论.参考资料[3]给出了上述几个星系的平均物理参数(运动温度和分子 H_2 密度)的分布图,并与银河系中心、核盘、银盘以及 Orion-GMC 中心的情况进行了比较.由该图可发现星系中的星际分子介质有一个非常宽阔的物理参数范围.引用 Jeans 质量判据,星际气体物理参数的这种大的变化可能反映了星系中初始质量函数的一个可比的变化.

接着的一个重要问题是观测和研究活动星系核(AGNs)中的分子气体.众所周知,IRAS 巡天的一个突出成果就是发现了许多具有星暴活动的超明亮的红外星系(其光度 $L_{IR}>10^{12}L_{\odot}$).在进一步演化的情况下它将导致活动星系核和类星体.Alloin 等人曾报告过他们对类星体 E1821+643(红移 $Z=0.3$)的 CO 探测.如果这一探测被确认的话,则由测量到的 CO 光度可推算出它的总 H_2 质量将超过 $10^{11}m_{\odot}$[12].已经有一些模型讨论了这种气体富的星系从核的星暴团演化到形成一个中心 AGN 的过程[22].这些模型认为,标准的光学类星体正是富气体的星系核在星暴后的一个阶段[12].在并合星系的早期演化中,由于存在大量的星际尘埃,因此在远红外波段上产生了大部分的光度.然而,因星系核的星暴和在 AGN 上的吸积所产生的高光度将最终驱散星际的气体和尘埃,留下一个正常的光学类星体.

近年来的一些看法认为,某些情况中的动力学不稳定性首先驱动大部分气体进入星系的内部区域,通过自引力的作用,压缩气体和引起星暴.进一步的演化将导致一个黑洞的形成,而持续的吸积将可以提供足够的功率来解释正常星系中的 Seyfert 活动(注:Seyfert 星系通常是具有极强活动核的旋涡星系).依赖正在并合的星系,则可能有更足够的功率来解释类星体[5].星暴星系、

Seyfert 星系，特别是超明亮 IRAS 星系中分子气体的高分辨率研究将以一定的方式支持上述的看法. 但就目前而言，它们之间的演化关系仍不是很清楚的. 不断增加的证据表明在 Seyfert 星系和类星体中有大量分子气体存在[23,12]. 干涉仪的观测也证明在一些 Seyfert 星系核的 5″～10″区域内有相当强的 CO（1－0）发射[24,25]. 强的分子发射也在超明亮的 IRAS 星系 Arp220 中探测到了[26]. 对 Seyfert 2 星系 NGC1068 核进行了 0.8″分辨率的 H_2-2μm 振动发射的观测[27]，结果发现，该 H_2 发射在空间上是和它的射电喷流反相关的，它很可能是来自围绕核的质量大约是 $10^{7\sim8}$ $m_\odot$，尺度大约几百 pc 的盘或者环. 几个 pc 直径的 H_2 分子发射层近来也在许多明亮的星系和 AGNs 中探测到了. 它们清楚地表明这些分子气体处在一个与我们所在星系很不相同的环境[3]. 此外，Seyfert 星系 NGC1068 分子气体的另一个重要特性是在星系中心的几百个 pc 内有不寻常高的 HCN/CO 亮温度比（≈1）. 如此高的 HCN/CO 比可以理解为大多数分子是处在周围几乎没有弥漫包层的致密团块中. 在几百个 pc 内的分子云受星系核风和辐射的强影响是很可能将其弥漫的包层剥脱掉，最后只留下致密的气体[16].

从上面的例子可以看到星系核区的分子有和银河系非常不同的独特性质. 随着毫米波干涉仪能力的提高，对致密的星系拱核气体进行亚秒级分辨率的观测将成为可能，无疑这将大大推进星系活动区附近分子云极端物理条件的研究. 最后应提到的是，Seyfert 星系是相对低光度的 AGNs，最明亮的 AGN 应该是类星体（QSOs）. 由于气体－富星系的并合可以提供星暴的燃料或者馈送物质给活动星系核中心的黑洞，因此可以肯定最亮的红外星系应有强的星系并合证据. CO 分子已经在各种类型的类星体中探测到了，如 UV 超的 QSOs Mk 1014，Pg 0838＋77，Mk 876 和 I Zw 1，射电星系 3C 84，4C 12.50 和 Centaurus A 以及第一个光

学证认类星体-3C 48[5]等. Barvainis 等还指出在含有类星体I Zw1的星系中分子质量可达到 $10^{10}m_{\odot}$[28].

5.7.4 用分子手段搜寻高红移的星系和原星系

最后要介绍的是近十几年来毫米波天文学的又一重大进展，即利用分子谱线的手段发现高红移的星系和可能的原星系. 过去，我们关于"晚的早期宇宙"(红移 $Z\approx1\sim5$)中潜藏着大量气体的知识几乎都是来自类星体的光学吸收谱. 1991 年 Brown 和 vanden Bout 在红移 $Z=2.3$ 的 IRAS 弱源 10214+4724 中探测到了 CO(3－2)的谱线，第一次在高红移的星系中找到分子发射的证据[29]. 很快 Solomon 等人又在同样的红移上探测到了该星系的 CO(4－3)和(6－5)的谱线[30,31]. 比较多次的 CO 测量结果，推得与该源成协的分子气体质量的最好值 $m(H_2)=3\times10^{11}m_{\odot}$. 由IRAS流量和距离得到该源的总光度 $L\approx10^{14}L_{\odot}$[32]. 然而，10214+4724 的几何位形的研究证明该源是高度引力放大的. 考虑到引力透镜效应，实际的分子气体质量 $m(H_2)\approx2\times10^{10}m_{\odot}$，远红外光度 $L\approx5\times10^{12}L_{\odot}$[9]. 不过，它仍然是宇宙中最明亮的星系之一. 在高红移星系中 CO 观测的成功标志对宇宙早期阶段气体的大量集中进行直接的观测是可能的. 10214+4724 的干涉仪测量还表明，它是一个相互作用星系的星暴系统的极端例子[32]. 10214+4724 天体分子的探测开辟了研究宇宙恒星形成历史的一个新途径，尽管这类天体常常是高度引力放大的，但它仍然揭示了在这个时期的星系可以有大量的分子气体存在，并且有相当的金属－富条件来引起可探测的 CO 谱线的. CO 发射的探测带来了高红移天体中冷气体成分的基本信息以及星系形成和第一代星产生时可靠的物理条件[33]. 此外，窄的射电谱线及其可达到的精度又大大提高了红移测量的精确性. 因此这一类星系的足够数量的射电分子谱线的观测将提供研究宇宙膨胀和星系形成历史的重要依据. 当然，要实

现这一目标,高灵敏度、高分辨率和宽谱仪的设备,诸如毫米波阵是必不可少的. 此外合理的选择候选体也是重要的.

用分子手段对 $Z=2.3$ 星系观测成功后,在许多其它高红移星系候选体中的 CO 搜寻接踵而来. 不过比预期的要困难得多,这是因为只有那些有引力放大的为数不多的源容易被探测到[34]. 如:四叶形(Cloverleaf)透镜类星体 H 1413+117($Z=2.558$),透镜射电星系 MG 0414+0534($Z=2.639$),亚毫米选择的放大的超亮星系 SMM 02399−0136($Z=2.808$)和 SMM 14011+0252($Z=2.565$),放大的 BAL 类星体 APM 08279+5255($Z=3.911$)以及可能的放大天体 BR1202−0725($Z=4.69$)等. 观测到的第一个非透镜星系是弱射电星系 53W002($Z=2.394$)和射电宁静类星体 BRI 1335−0417($Z=4.407$). 如果非放大是证实的,那么这些天体将包含最大的大约$(8\sim10)\times10^{10}m_{\odot}$的分子含量(这里采用了标准的 CO/H_2 比). 目前已在 13 个 $Z>2$ 的高红移星系中探测到了不同 J 间跃迁的 CO 谱线,并大多为 CO 的 $J=3-2$ 至 $9-8$ 的谱线. 这些谱线红移后可在毫米波段上观测. 较少的是测量 CO $J=2-1$ 和 $J=1-0$ 的谱线,这些谱线红移后落在厘米波段. 表 5.13 总结了高红移星系中观测到的 CO 谱线发射的主要资料,包括红移、跃迁、辐射流量 S、线宽 Δv 以及成协分子气体质量 $m(H_2)$等. 表中所列星系 CO 观测的原始文献可在参考资料[34,35]中找到. 表中所列估计的分子气体质量已对星系的引力放大效应进行了改正. PSS 2322+1944 和 BR1202−0725 是可能的放大天体,未进行改正. 由表 5.13 可见,高红移星系的分子气体含量极高,最大达 $10^{11}m_{\odot}$量级. 它们主要由大约 $10^{3}m_{\odot}a^{-1}$的高恒星形成速率的巨大星暴所激发[35].

表 5.13 高红移星系中的CO发射资料

源	Z	CO 谱线	S mJy	Δv $km \cdot s^{-1}$	$m(H_2)$ $10^{10} m_\odot$
F10214+4724	2.285	3—2	18	230	2*
53W002	2.394	3—2	3	540	7
H 1413+117	2.558	3—2	23	330	2～6*
SMM 14011+0252	2.565	3—2	13	200	5*
MG 0414+0534	2.639	3—2	4	580	5*
SMM 02399—0136	2.808	3—2	4	710	8*
6C 1909+722	3.532	4—3	2	530	4.5
4C 60.07	3.791	4—3	1.7	1000	8
APM 08279+5255	3.911	4—3	6	400	0.3*
PSS 2322+1944	4.12	5—4	12	300	25
BRI 1335—0417	4.407	5—4	7	420	10
BR 0952—0115	4.434	5—4	4	230	0.3*
BR1202—0725	4.69	5—4	8	320	10

* 表示当估计 m 时，已对透镜放大效应进行了改正.

该领域的另一个研究热点是在原星系和星系际介质中寻找分子气体. 众所周知，30 年来恒星形成研究的一个重要成果就是发现恒星的形成至今仍在进行，这就为直接观测恒星的形成过程提供了依据. 那么是否星系的形成至今也仍在进行中呢?这是一个非常有意义的问题. 1992 年 Brouillet 等人在 $\alpha_{1950}=09^h53^m57.5^s$，$\delta_{1950}=69°17'42''$的方向用 CO $J=2—1$ 谱线探测到了一个大小约 $20''\pm4''$的分子云复合体[36,37]. 其 CO 速度和 FWHP 线宽大约分别是 35 $km \cdot s^{-1}$和 20 $km \cdot s^{-1}$. CO $J=1-0$ 和 2—1 的成图观测则表明在两个跃迁上上述速度没有大的差别. 在排除了它是银河系源的各种可能性后，根据分子云的尺度-速度弥散关系，该源应处在几个 Mpc 距离上. 由于恰好和 M81 外 HI 旋臂的大约 35 $km \cdot s^{-1}$的速度一致. 最后确定该源是 M 81 和 HoIX 东边约

13′处的一个分子云复合体. 云的线尺度 300 pc,距离 3.25 Mpc,质量为 $10^6 \sim 10^7 m_\odot$. 由它的 IRAS60 μm 和 100 μm 上的流量,得到其红外光度 $L_{IR} = 3\times10^4 \sim 4\times10^6 L_\odot$,比值 $L_{IR}/m(H_2)$是 0.01～1 $L_\odot/m_\odot$. 和太阳附近 $L_{IR}/m(H_2)\approx 8$ 相比要小得多. 因此参考资料[37]认为这个云正处在一个极端宁静的状态. 其寿命的最低值估计是 $10^6 \sim 10^7$a,仍然有足够的时间去形成光学上可探测的晚 O 型或者早 B 型的星. 该云只是通过一个 H I 桥与星系 M81 弱联系,因此该分子云复合体应该是星系际的. 类似正在形成的低质量星,它可能是第一次探测到的原星系. 它的发现暗示在局部的宇宙中星系的形成仍在进行中. 非常大口径的单天线望远镜有可能探测 $Z\geqslant 1$ 的富-气体星系的分子发射和搜寻真正的原星系天体. 该第一个被发现的星系际分子云也可作为 M81 星系群潮汐物质的一部分. Walter 和 Heithausen(1999 年)随后又在同样的群中发现了类似的天体[38]. 和第一个发现的星系际分子云一样,它们没有光学对应体,质量小于 $3\times10^7 m_\odot$,它们很可能是潮汐矮星系(TDGs)的第一阶段. 接着 Smith 等(1999 年)又在 Arp 215 的潮汐尾中探测到 $4\times10^8 m_\odot$的分子质量[39]. 在 TDGs 的一个搜寻中,Braine 等(2000 年)和 Braine 等(2001 年)在 11 个天体中探测到 8 个分子气体云的质量约在 $10^7 m_\odot \sim 8\times10^8 m_\odot$之间[40,41]. 最近,Lisenfeld 等又对 Stephan's Quintet(SQ)中的几个星系际介质区域进行了 CO 成图,发现 CO 的发射峰紧靠近指向一个陡的 H I 梯度的 H I 峰的位置. 这正好说明分子气体在原位(即原子云所在处)正在形成,随后恒星形成发生[42]. 上述一系列的发现表明,在潮汐尾中星系际气体或星系前物质的出现是一个正常的现象. 其中分子气体有时还可在离母星系大约 100 kpc 的距离上被探测到.

参 考 资 料

§ 5.1

[1] Winnewisser G, Churchwell E, Walmsley C M. In : Chantry G W, ed. Modern aspects of microwave spectroscopy. London : Academic Press Inc, 1979. 313.

[2] Wall W F. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy:Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 1.

[3] Evans N J Ⅱ, In: Lambert D L, ed. Frontiers of Stellar Evolution, San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 1991. 20:45.

[4] Melnick G J. In: Hartquist T W,ed. Molecular Astrophysics: a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 273.

[5] Scoville N Z, Sanders D B. In: Hollenbach D J, Thronson H A, ed. Interstellar Processes, Dordrecht: Reidel Publishing Company, 1987. 21.

[6]Dickman R L. ApJS, 1978, 37: 407.

[7] Scoville N Z, Sanders D B, Clemens D P. ApJ, 1986, 310: L77.

[8] Bloemen H. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S, ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies, Springer-Verlag, 1988. 71.

[9] Hunter S D,Bertsch D L, Catelli J R, et al. ApJ, 1997, 481: 205.

[10] Dame T M, Hartmann D, Thaddeus P. ApJ, 2001, 547: 792.

[11] Booth R S. In: James R A, Millar T J, ed. Molecular Clouds. Cambridge: Cambridge University Press, 1991. 157.

[12] Genzel R. In:Pfenniger D, Bartholdi P. The Galactic Interstellar Medium. Berlin:Springer-Verlag, 1992. 275.

[13] Liseau R, et al. In: van Dishoeck E F, ed. Molecules in Astrophysics: Probes and Processes (IAU Symposium No. 178). Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1997. 393.
[14] Myers P C. In: Yuan C, You J H, ed. Molecular Clouds and Star Formation — Proceeding of the 7th Guo Shoujing Summer School on Astrophysics. Singapore: World Scientific, 1995. 47.
[15] Shull J M, Beckwith S. Ann Rev A&A, 1982, 20: 163.
[16] 曾琴. 紫金山天文台台刊, 1990, 9(1): 7.
[17] van Dishoeck E F. In: Wolstencroft R D, Burton W B, ed. Millmeter and submillimeter Astronomy. Dordrecht: Kluwer, 1988. 117.
[18] Black J H, Willner S P. ApJ, 1984, 279: 673.
[19] Lacy J H, Knacke R, Geballe T R, et al. ApJ ,1994, 428: L69.
[20] Backwith S, Evans N J Ⅱ , Gatley I, et al. ApJ , 1983, 264: 152.
[21] Hayashi M, Hasegawa T, Gatley I, et al. MNRAS, 1985, 215: 31p.
[22] Sellgren K. ApJ, 1986, 305: 399.
[23] Gatley I, Hasegawa T, Suzuki H, et al. ApJ, 1987, 318: L73.
[24] Back S C, Lacy J H, Geballe T R. ApJ, 1979, 234: L213.
[25] Knacke R F, Young E T. ApJ, 1981, 249: L65.
[26]Brand P W J L, Moorhouse A, Burton M G. ApJ, 1988, 334: L103.
[27] Parmar P S, Lacy J H, Achtermann J M. ApJ, 1991, 372: L25.
[28] Parmar P S, Lacy J H, Achtermann J M. ApJ, 1994, 430: 786.
[29] Carruthers G R. ApJ, 1970, 161: L81.
[30] Gautier T N, Fink U, Larson H P, et al. ApJ, 1976, 207: L129.
[31]Treffers R R, Fink U, Larson H P, et al. ApJ, 1976, 209: 793.
[32] Combes F, Pineau des Forets G. (ed.) Molecular Hydrogen in space. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
[33] Kwok S. Physics and Chemistry of Interstellar Medium. 2002. (in preparation).
[34] Rosenthal D, Bertoldi F, Drapatz S. A&A, 2000, 356: 705.
[35] Fischer J, Smith H A, Geballe T R, et al. ApJ, 1987, 320: 667.
[36] Kawara K, Gregory B, Nishida M. ApJ, 1987, 321: L35

[37] Snow T P. In: Combes F, Pineau des Forets G, ed. Molecular Hydrogen in space. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 171.

§ 5.2

[1] Winnewisser G, Churchwell E, Walmsley C M. In : Chantry G W, ed. Modern aspects of microwave spectroscopy. London : Academic Press Inc, 1979. 313.
[2] Kutner M L. Fundamentals of Cosmic Physics, 1984, 9: 233.
[3] Goldsmith P F. In: Hollenbach D J, Thronson H. A. , ed. Interstellar Processes. Dordrecht: Reidel, 1987. 51.
[4] Turner B E, Ziurys L M. In: Verschuur G L, Kellermann K I, ed. Galactic and Extragalactic Radio Astronomy. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 154.
[5] Myers P C. In: Yuan C, You J-H, ed. Molecular Clouds and Star Formation — Proceeding of the 7th Guo Shoujing Summer School on Astrophysics. Singapore: World Scientific, 1995. 47.
[6] Cernicharo J. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 287.
[7] Guelin M, Cernicharo J. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S, ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 81.
[8] Genzel R. In : Pfenniger D , Bartholdi P, ed. The galactic interstellar medium. Berlin : Springer-Verlag, 1992. 275.
[9] Low F J, Beintema D A, Gautier T N, et al. ApJ, 1984, 278: L19.
[10] Blitz L. In: James R A, Millar T J, ed. Molecular Clouds . Cambridge: Cambridge University Press, 1991. 49.
[11] Turner B E, Rickard L J, Xu L P. ApJ, 1989, 344: 292.
[12] Meyerdierks H, Großman V. In: James R A, Millar T J, ed.

Molecular Clouds . Cambridge: Cambridge University Press, 1991. 69.

[13] Kwok S. Physics and Chemistry of Interstellar Medium. 2002. (in preparation).

§ **5.3**

[1] Combes F. Ann Rev A&A, 1991, 29: 195.

[2] Solomon P M, Rivolo A R. In: Gilmore G, Carswell B, ed. The Galaxy. Dordrecht: Reidel Publishing Company, 1987. 105.

[3] 向德琳. 紫金山天文台台刊, 1984, 3(1): 13.

[4] Scoville N Z, Solomon P M. ApJ, 1975, 199: L105.

[5] Burton W B, Gordon M A. A&A, 1978, 63: 7.

[6] Solomon P M, Sanders D B, Scoville N Z. In: Burton W B, ed. The Large-Scale Characteristics of Galaxy (IAU Symp, No. 84). Dordrecht: Kluwer, 1979. 35.

[7] Cohen R S, Thaddeus P. ApJ, 1977, 217: L155.

[8] Knapp G R, Stark A A, Wilson R W. AJ, 1985, 90: 254.

[9] Stark A A, Bally J, Knapp G R, et al. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S, ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 303.

[10] Sanders D B, Clemens D P, Scoville N Z, et al. ApJS, 1986, 60: 1 Clemens D P. ApJS, 1986, 60: 297.

[11] Robinson B J, Manchester R N, Whiteoak J B, et al. A&A, 1988, 193: 60.

[12] Cohen R S, Dame T M, Thaddeus P. ApJS, 1986, 60: 695.

[13] Bronfman L, Alvarez H, Cohen R S, et al. ApJS, 1989, 71: 481.

[14] Dame T M, Ungerechts H, Cohen R S, et al. ApJ, 1987, 322: 706.

[15] Israel F P, de Graauw Th, van der Biezen J, et al. A&A, 1984, 134: 396.

[16] Jacq T, Despois D, Baudry A. A&A, 1988, 195: 93.

[17] Liszt H S, Xiang D L, Burton W B. ApJ, 1981, 249: 532.
[18] Liszt H S, Burton W B, Xiang D L. A&A, 1984, 140: 303.
[19] Bronfman L, Bitran M, Thaddeus P. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S, ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 318.
[20] Lee Y, Stark A A, Kim H G, et al. ApJS, 2001, 136: 137.
[21] Solomon P M, Rivolo A R, Barrett J, et al. ApJ, 1987, 319: 730.
[22] Burton W B. In: Pfenniger D, Bartholdi P, ed. The Galactic Interstellar Medium. Berlin: Springer-Verlag, 1992. 1.
[23] 向德琳. 天文学进展, 1995, 13: 280.
[24] Sakamoto S, Hasegawa T, Hayashi M, et al. ApJS, 1995, 100: 125.
[25] Sakamoto S, Hasegawa T, Handa T, et al. ApJ, 1997,486:276.
[26] Heyer M H, Brunt C, Snell R L, et al. ApJS, 1998, 115: 241.
[27] Oka T, Hasegawa T, Sato F, et al. ApJS, 1998, 118: 455.
[28] Sawada T, Hasegawa T, Handa T, et al. ApJS, 2001, 136: 189.
[29] Simon R, Jackson J M, Clemens D P, et al. ApJ, 2001, 551:747.
[30] Shah R Y, Simon R, Flynn E, et al. AAS, 2002, 201, #112.22.
[31] Dame T M, Hartmann D, Thaddeus P. ApJ, 2001, 547: 792.
[32] Burton W B. In: Verschuur G L, Kellermann K I, ed. Galactic and Extragalactic Radio Astrnomy. New York: Springer-Verlag, 1988. 295.
[33] Scoville N Z. In: Hollenbach D J, Thronson H A, ed. Interstellar Processes. Dordrecht: Reidel Publishing Company, 1987. 21.
[34] Burton W B. Ann Rev A&A, 1976, 14: 275.
[35] Robinson B J, Manchester R N, Whiteoak J B, et al. ApJ, 1984, 283: L31.
[36] Kutner M L, Mead K N. ApJ, 1981, 249: L15.
[37] Bronfman L. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 39.
[38] Stark A A. Ph.D thesis, 1979, Princeton Univ.

[39] Solomon P M, Sanders D B, Rivolo A E. ApJ, 1985, 292: L19.
[40] Dame T M, Elmegreen, B G, Cohen R S, et al. ApJ, 1986, 305: 892.
[41] Myers P C, Dame T M, Thaddeus P, et al. ApJ, 1986, 301:398.
[42] Grabelsky D A. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S, ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 320.
[43] Stark A A. In: Peimbert M, Jugaku J, ed. IAU Symp No. 115: Star Formation Regions. Dordrecht: Reidel, 1987. 495.
[44] Liszt H S, Burton W B. ApJ, 1978, 226: 790.
[45] Bania T M. ApJ, 1980, 242: 95.
Bania T M. ApJ, 1986, 308: 868.
[46] Hailigman G M. ApJ, 1987, 314: 747.
[47] Bally J, Stark A A, Wilson R W, et al. ApJS, 1987, 65: 13.
[48] Oka T, Hasegawa T, Handa, et al. 1996, ApJ, 460: 334.
[49] Dahmen G, Huettemeister S, Wilson TL, et al. 1997, A&AS, 126: 197.
[50] Bitran M, Alvarez H, Bronfman L, et al. 1997, A&AS, 125: 99.
[51] Stark A A, Bania T M. 1986, ApJ, 306: L17.
[52] Gusten R. In: Morris M, ed. The Center of the Galaxy. Dordrecht: Kluwer, 1989. 89.
[53] Genzel R, Stacey G J, Harris A I, et al. ApJ, 1990, 356: 160.
[54] Poglitsch A, Stacey G J, Geis N, et al. ApJ, 1991, 374: L33.
[55] Genzel R. In: Pfenniger D, Bartholdi P, ed. The Galactic Interstellar Medium. Berlin: Springer-Verlag, 1992. 275.
[56] Solomon P M, Sanders D B. In: Solomon P M, Edmunds M G, ed. Giant Molecular clouds in the Galaxy. New York: Pergamon, 1980. 41.
[57] Rivolo A R, Solomon P M. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S, ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 42.
[58] Sander D B, Solomon P M, Scoville N Z. ApJ, 1984, 276: 182.

[59] Casoli F, Combes F, Gerin M. A&A, 1984, 133: 99.
[60] 向德琳, Liszt H S, Burton W M. 天文学报, 1983, 24(4): 362.
[61] Kwan J. ApJ, 1979, 229: 567.
[62] Sanders D B, Scovill N Z, Solomon P M. ApJ, 1985, 289: 373.
[63] Myers P C. ApJ, 1983, 270: 105.
[64] Myers P C. In: Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics: a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 328.
[65] Larson R B. MNRAS, 1981, 194: 809.
[66] Mouschovias T Ch. In: Morfill G E, Scholer M, ed. Physical Processes in Interstellar Clouds, Dordrecht: Reidel, 1987. 453.
[67] Jackson J M. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 269.
[68] Young J S. In: Thronson Jr H A, Shull J M, ed. The Interstellar Medium in Galaxies. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1990. 67.
[69] Young J S, Scoville N Z. ARA&A, 1991, 29: 581.
[70] Mauersberger R, Henkel C. In: Wilson T L, Johnston K J, ed. The Structure and Content of Molecular Clouds-25 year of Molecular Radioastronomy. Springer-Verlag, 1994. 293.
[71] Young J S, Xie S, Tacconi L, et al. ApJS, 1995, 98: 219.
[72] Mauersberger R, Henkel C, Walsh W, et al. A&A, 1999, 341: 256.
[73] a. Nishiyama K, Nakai N. PASJ, 2001, 53: 713.
b. Nishiyama K, Nakai N, Kuno N. PASJ, 2001, 53: 757.
[74] a. Regan M W, Thornley M D, Helfer T T, et al. ApJ, 2001, 561: 218.
b. Helfer T T, Thornley M D, Regan M W, et al. ApJS, 2003, 145: 259.

§ 5.4

[1] Elmegreen B G. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star

Formation and Early Stellar Evolution. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 35.

[2] Blitz L, Shu F H. ApJ, 1980, 238:148.

[3] Cowie L L. ApJ, 1981, 245: 66.

[4] Kwan J. ApJ, 1979, 229: 567.

[5] Elmegreen B G. In: Hollenbach D J, Thronson H A, ed. Interstellar Processes. Dordrecht: Reidel Publishing Company, 1987. 259.

[6] Kwan J, Valdes F. ApJ, 1987, 315: 92.

[7] Roberts W W, Hausman M A. ApJ,1984,277:744.

[8] Kahn F D, Song G X. Ap&SS, 1994, 211: 127.

[9] 张同杰,宋国玄. 天文学进展, 1996, 14: 353.

[10] Mouschovias T Ch. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 61.

[11] Mouschovias T Ch. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 449.

[12] Rand R J, Kulkarni S. ApJ, 1990, 349: L43 .

[13] Bash F N, Green E, Peters W L. ApJ , 1977, 217: 464.

[14] Kutner M L, Tucker K D. Chin G, et al. ApJ. 1977, 215: 521.

[15] Elmegreen B G. ApJ, 1979, 231: 372.

[16] Scoville N Z, Hersh K. ApJ, 1979, 229: 578.

[17] Scoville N Z, Sanders B D, Clemens D P. ApJ, 1986, 310: L77.

[18] Elmegreen B G. ApJ, 2000, 530: 277.

[19] Pringle J E, Allen R J, Lubow S H. MNRAS, 2001 327: 663.

[20] Oort J H. Bull Astr Inst Neth, 1954, 12: 177.

[21] Field G B, Saslaw W C. ApJ, 1965, 142: 568.

[22] Kwan J. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S, ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 281.

[23] Rivolo A R, Solomon P M. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S,

ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 42.

[24] Genzel R. In: Pfenniger D, Bartholdi P, ed. The Galactic Interstellar Medium. Berlin: Springer-Verlag, 1992. 275.

[25] Blitz L. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 3.

[26] Langer W D. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 95.

[27] Kwan J, Valdes F. ApJ, 1983, 271: 604.

§ 5.5

[1] Goldsmith P F. In: Dickman R L, Snell R L, Young J S, ed. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 1.

[2] Genzel R. In: Pfenniger D, Bartholdi P, ed. The Galactic Interstellar Medium. Berlin: Springer-Verlag, 1992. 275.

[3] Ho P T P, Townes C H. ARA&A, 1983, 21: 239.

[4] Stutzki J. In: Winnewisser G, Armstrong J T, ed. The Physics and Chemistry of Interstellar Molecular Clouds. Berlin: Springer-Verlag, 1989. 53.

[5] 唐源,张承岳,向德琳. 紫金山天文台台刊, 1983, 2(3): 73.

[6] Walmsley C M, Ungerechts H. A&A, 1983, 122: 164.

[7] Takano T. ApJ, 1986, 303: 349.

[8] Friberg P, Hjalmarson A. In: Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics: a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 3.

[9] Goldreich P, Kwan J. ApJ, 1974, 189: 441.

[10] Zuckerman B, Envas N J Ⅱ. ApJ, 1974, 192: L149.

[11] Kwan J. ApJ, 1978, 223: 147.

[12] Leung C M. ApJ, 1978, 225: 427.
[13] Stenholm L C. A&A, 1980, 92: 142.
[14] Arons J, Max C E. ApJ, 1975, 196: L77.
[15] Kwan J, Sanders D B. ApJ, 1986, 309: 783.
[16] Juvela M. A&A, 1997, 322: 943.
[17] Pagani L. A&A, 1998, 333: 269.
[18] Park Y-S, Hong S S. A&A, 1995, 300: 890.
[19] Hegmann M, Kegel W H. A&A, 2000, 359: 405.
[20] Huggins P J, Phillips T G, Neugebauer G, et al. Bull. AAS, 1977, 9: 353.
[21]Lada C. ApJS, 1976, 32: 603.
[22] Kutner M L, Tucker K D. ApJ, 1975, 199: 79.
[23] Albrecht M A, Kegel W H. A&A, 1987, 176: 317.
[24] Kegel W H, Piehler G, Albrecht M A. A&A, 1993, 270: 407.
[25] Piehler G, Kegel W H. A&A, 1995, 297: 841.
[26] Gail H P, Hundt E, Kegel W H, et al. A&A, 1974, 32: 65.
[27] Gail H P, Sedlmayr E. A&A, 1974, 36: 17.
[28] Gail H P, Sedlmayr E, Traving G. A&A, 1975, 44: 421.
[29] Leung C M. ApJ, 1975, 199: 340.
[30] Leung C M. ApJ, 1976, 209: 75.
[31] Egan M P, Leung C M, Spagna G F Jr. Computer Physics Communications, 1988, 48: 271.
[32] Volk K, Kwok S. ApJ, 1987, 315: 654.
[33] 孙锦,吴月芳,毛信杰等. 天文学报, 1991, 32(2): 134.
[34] Shu F H, Adams F C, Lizano S. ARA&A, 1987, 25: 23.
[35] Purcell E M. ApJ, 1979, 231: 404.
[36] Hildebrand R H. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 115.
[37] Vrba F J, Strom S E, Strom K M. AJ, 1988, 96: 680.
[38] Goodman A A, Bastien P, Menard F, et al. ApJ, 1990, 359: 363.

[39] Yao Y, Ishii M, Nagata T, et al. ApJ, 1998, 500: 320.
[40] Goldsmith P F. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 57.
[41] Bloemen J B G M, Caraveo P A, Hermsen W, et al. A&A, 1984, 139: 37.
[42] Strong, A W, Bloemen J B G M, Dame T M, et al. A&A, 1988, 207: 1.

§ 5.6

[1] Winnewisser G, Ungerechts H. In: Kessler M F, Phillips J P, ed. Galactic and Extragalactic Infrared Spectroscopy. Dorderecht: Reidel, 1984. 177.
[2] Takahashi T, Hollenbach D J. ApJ, 1983, 275: 145.
[3] 唐源,向德琳. 天文学进展, 1987, 5(2) :139.
[4] Genzel R. In: Pfenniger D, Bartholdi P. The Galactic Interstellar Medium. Berlin:Springer-Verlag, 1992. 275.
[5] Goldsmith P F , Langer W D. ApJ, 1978, 222: 881.
[6] 张承岳,唐源,向德琳. 天文学报, 1985, 26:213.
[7] Shapiro P R , Kang H. ApJ, 1987, 318: 32.
[8] Allen C W 著. 物理量与天体物理量. 杨建译. 上海:上海科技出版社, 1972. 56.
[9] Black J H. In: Hollenbach D J, Thronson, H A , ed. Interstellar Processes. Dorderecht: Reidel, 1987. 731.
[10] Hollenbach D J, McKee C F. ApJS, 1979, 41: 555.
[11] Genzel R. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 155.
[12] Flower D R, Launay J M. MNRAS, 1985, 214: 271.
[13] de Jong T, Dalgarno A, Boland W. A&A, 1980, 91: 68.

[14] Leung C M. ApJ, 1975, 199: 340.
[15] Burke J R, Hollenbach D J. ApJ, 1983, 265: 223.
[16] Spitzer L Jr. Physical Processes in the Interstellar Medium. New York: Wiley, 1978.
[17] van Dishoeck E F, Black J H. ApJS, 1986, 62: 109.
[18] Cravens T E, Dalgarno A. ApJ, 1978, 219: 750.
[19] Dalgarno A, McCray R A. ARA&A, 1972, 10: 375.
[20] Rosner R,Golub L,Vaiana G S. ARA&A,1985,23:413.
[21] Scalo J. ApJ, 1977, 213: 705.
[22] Langer W D. ApJ, 1976, 206: 699.
[23] Elmegreen B G, Dickinson D F, Lada C J. ApJ, 1978, 220: 853.
[24] Cox D P. ApJ, 1979, 234: 863.
[25] Guesten R, Walmsley C M, Ungerechts H, et al. A&A, 1985, 142: 381.
[26] Boland W, de Jong T. A&A, 1984, 134: 87.
[27] Goldreich P, Kwan J. ApJ, 1974, 189: 441.
[28] Lepp S H. In: Hartquist T W,ed. Molecular Astrophysics: a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 148.
[29] D'Hendeconrt L B, Leger A. A&A, 1987, 180: L9.
[30] Lepp S H, Dalgarno A. ApJ, 1988, 335: 769.
[31] Shull J M, Draine B T. In: Hollenbach D J, Thronson H A, ed. Interstellar Processes, Dordrecht: Reidel Publishing Company, 1987. 283.
[32] Kwan J. ApJ, 1977, 216: 713.
[33] Draine B T, Roberge W G, Dalgarno A. ApJ, 1983, 264: 485.
[34] Hollenbach D J, McKee C F. ApJ, 1989, 342: 306.
[35] Neufeld D A. In: Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics: a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 374.
[36] 张国金,李守中,孙锦. 天文学报, 1993, 34(3):265.

[37] Jura M. In: Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics: a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 424.

[38] Kwan J, Linke R A. ApJ, 1982. 254,587.

[39] Goldreich P, Scoville N, ApJ, 1976, 205: 149.

§ 5.7

[1] Weliachew L. ApJ, 1971, 167: L47.

[2] Mauersberger R, Henkel C. In: Wilson T L, Johnston K J, ed. The Structure and Content of Molecular Clouds-25 year of Molecular Radioastronomy. Berlin: Springer-Verlag, 1994. 293.

[3] Genzel R. In: Pfenniger D, Bartholdi P,ed. The Galactic Interstellar Medium. Berlin:Springer-Verlag, 1992. 275.

[4] Jackson J M. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy:Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 283.

[5] Booth R S, Aalto S. In: Hartquist T W, Williams D A, ed. The Molecular Astrophysics of Stars and Galaxies. Oxford : Clarendon Press, 1998. 437.

[6] Rigopoulou D, Lutz D, Genzel R, et al. A&A, 1996, 315: L125.
Rigopoulou D, Kunze D, Lutz, D,et al. A&A, 2002, 389: 374.

[7] Valentijn E A, van der Werf P P, de Graauw T, et al. A&A, 1996, 315: L145.

[8] Hoopes C G, Sembach K R, Heckman T M. AAS, 2001, 199: 4 901.

[9] Jackson J M. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy:Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 269.

[10] Curran S J, Aalto S, Booth R S. A&AS,2000,141,193.

[11] Mao R Q, Henkel C, Schulz A, et al. A&A, 2000, 358: 433.

[12] Young J S, Scoville N Z. ARA&A, 1991, 29: 581.

[13] Devereux N, Young J S. ApJ, 1991, 371: 515.
[14] Noguchi M, Ishibashi S. MNRAS, 1986, 219: 305.
[15] Olson K, Kwan J. ApJ, 1990, 361: 426.
[16] Tacconi L J. In: van Dishoeck E F, ed. Molecules in Astrophysics: Probes and Processes (IAU Symposium No. 178). Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1997. 489.
[17] Maloney P, Black J H. ApJ, 1988, 325: 389.
[18] Townes C H. In: Wilson T L, Johnston K J, ed. The Structure and Content of Molecular Clouds - 25 year of Molecular Radioastronomy. Berlin: Springer-Verlag, 1994. 1.
[19] Guesten R, Serabyn E, Kasemann C, et al. ApJ, 1993, 402: 537.
[20] Weiss A, Neininger N, Henkel C, et al. ApJ, 2001, 554: L143.
[21]Walter F, Weiss A, Scoville N. ApJ, 2002, 580: L21.
[22] Hernquist L. Nature, 1989, 340: 687.
[23] Sanders D B, Scoville N Z, Young J S, et al. ApJ, 1986, 305: L45.
[24]Meixner M, Puchalsky R, Blitz, L, et al. ApJ, 1990, 354: 158.
[25] Planesas P, Scoville N Z, Myers S T. ApJ, 1991, 369: 364.
[26] Scoville N Z, Sargent A I, Sanders D B. ApJ, 1991, 366: L5.
[27] Blietz M, Cameron M, Drapatz S. ApJ, 1994, 421: 92.
[28] Barvainis R, Alloin D, Antonucci R. ApJ, 1989, 337: L69.
[29] Brown R L, vanden Bout P A. AJ, 1991, 102: 1 956.
[30] Solomon P, Downes D, Radford S J E. ApJ, 1992. 398:L29.
[31] Solomon P, Radford S J E, Downes D. Nature, 1992, 356: 318.
[32] vanden Bout P A, Brown R L. In: Wilson T L, Johnston K J, ed. The Structure and Content of Molecular Clouds - 25 year of Molecular Radioastronomy. Berlin: Springer-Verlag, 1994. 304.
[33] Combes F, Maoli R, Omont A. A&A, 1999, 345: 369.
[34] Combes F. Ap&SS, 1999, 269: 405.
[35] Cox P, Omont A, Djorgovski S G, et al. A&A, 2002, 387: 406.
[36] Brouillet N, Henkel C, Baudry A. A&A, 1992, 262: L5.
[37] Henkel C. In: Wilson T L, Johnston K J, ed. The Structure and

Content of Molecular Clouds - 25 year of Molecular Radioastronomy. Berlin: Springer-Verlag, 1994. 283.

[38] Walter F, Heithausen A. ApJ, 1999, 519: L69.

[39] Smith B J, Struck C, Kenney J D P, et al. AJ, 1999, 117: 1 237.

[40] Braine J, Lisenfeld U, Duc P-A, et al. Natur, 2000, 403: 867.

[41] Braine J, Duc P-A, Lisenfeld U, et al. A&A, 2001, 378: 51.

[42] Lisenfeld U, Braine J, Duc P-A, et al. A&A, 2002, 394: 823.

第六章　天体脉泽源

§6.1　引言

1965年，Weaver等在电离氢区W3方向观测到一条极强的频率为1 665 MHz，波长约18 cm的高偏振谱线，同时还发现在18 cm波长上OH 4条谱线(1 612，1 665，1 667和1 720 MHz谱线)的强度比明显地偏离热动平衡，后来证实它是来自OH分子的微波受激发射．这一类具有特殊性质的发射(如极端高的亮温，窄的谱线宽度和强的偏振等)已经在许多天文分子和一大批天体中观测到了．人们称产生这类谱线的射电源为天体微波激射源或天体脉泽源(celestial maser source)．目前探测到脉泽发射的分子有H_2O(水)，SiO(氧化硅)，CH_3OH(甲醇)，NH_3(氨)，CH(次甲基)，HCN(氰化氢)和H_2CO(甲醛)等．一些同位素分子的脉泽也观测到了，如：^{29}SiO，^{30}SiO和$H^{13}CN$等．脉泽发射所涉及的波长范围从大约1 mm到大约30 cm．探测到脉泽辐射的天体有：彗星、分子云、恒星形成区、主序后星(evolved star)、超新星遗迹以及红移Z高达0.265的河外星系[1]．来自原子的强脉泽发射也在大质量年轻星MWC349拱星盘的氢的复合线中观测到了，如频率为232 GHz的$H_{30\alpha}$脉泽和353 GHz上的$H_{26\alpha}$脉泽[2]．无论是分子脉泽还是原子脉泽，其辐射的基本原理是一样的．本书第四章已详细地讨论了天体脉泽辐射的基本理论，本章将着重介绍近20年来在天体脉泽源观测和研究方面的一些进展．有关天体脉泽的发现简

表 6.1～6.4 列出了迄今已观测到的 4 种主要天文脉泽的谱线频率和相应的跃迁. 各种跃迁符号的意义见本书第二章"天文分子谱线的物理基础". 有关天体脉泽源的更详细观测分类,如星际脉泽与恒星脉泽;Ⅰ-型甲醇脉泽与Ⅱ-型甲醇脉泽等的含义见本书 4.1.2 节.

表 6.1 已知的 H_2O 脉泽谱线[3~5]

跃 迁	频 率/MHz	跃 迁	频 率/MHz
6_{16}—5_{23}	22 235.08	5_{15}—4_{22}	325 152.92
v_2 4_{40}—5_{33}	96 261.16	4_{14}—3_{21}	380 197.37
3_{13}—2_{20}	183 310.12	7_{53}—6_{60}	437 346.67
$v_2 5_{50}$—6_{43}	232 686.70	6_{43}—5_{50}	439 150.81
10_{29}—9_{36}	321 225.64	6_{42}—5_{51}	470 888.95

表 6.2 已知的 OH 脉泽谱线[6~9]

跃迁	频 率 /MHz	跃 迁	频 率 /MHz
$^2\Pi_{3/2}$, $J=3/2$, $F=1\rightarrow2$	1 612.231	$^2\Pi_{3/2}$, $J=1/2$, $F=0\rightarrow1$	4 660.242
$^2\Pi_{3/2}$, $J=3/2$, $F=1\rightarrow1$	1 615.402	$^2\Pi_{3/2}$, $J=1/2$, $F=1\rightarrow0$	4 765.562
$^2\Pi_{3/2}$, $J=3/2$, $F=2\rightarrow2$	1 667.359	$^2\Pi_{3/2}$, $J=1/2$, $F=1\rightarrow1$	4 750.656
$^2\Pi_{3/2}$, $J=3/2$, $F=2\rightarrow1$	1 720.530	$^2\Pi_{3/2}$, $J=5/2$, $F=2\rightarrow2$	6 030.747
		$^2\Pi_{3/2}$, $J=5/2$, $F=3\rightarrow3$	6 035.092
		$^2\Pi_{3/2}$, $J=7/2$, $F=4\rightarrow4$	13 441.417

表 6.3　已知的 SiO 脉泽谱线[3.10~13]

跃迁	频率/GHz	跃迁	频率/GHz
$v=0, J=2-1$	86.847	$v=2, J=1-0$	42.821
$v=0, J=3-2$	130.269	$v=2, J=2-1$	85.640
$v=1, J=1-0$	43.122	$v=2, J=3-2$	128.459
$v=1, J=2-1$	86.243	$v=2, J=4-3$	171.275
$v=1, J=3-2$	129.363	$v=2, J=5-4$	214.089
$v=1, J=4-3$	172.481	$v=2, J=6-5$	256.899
$v=1, J=5-4$	215.596	$v=2, J=7-6$	299.704
$v=1, J=6-5$	258.707	$v=2, J=8-7$	342.504
$v=1, J=7-6$	301.815	$v=3, J=1-0$	42.519
$v=1, J=8-7$	344.917	$v=4, J=5-4$	211.078

表 6.4　已知的甲醇星际脉泽谱线[3.14~17]

I-型 CH_3OH		II-型 CH_3OH	
跃迁	频率/MHz	跃迁	频率/MHz
$9_{-1}-8_{-2}$ E	9 936.20	5_1-6_0 A^+	6 668.518
$J_2-J_1(J=2-20)$ E ≈25 GHz[18]		2_0-3_{-1} E	12 178.595
$4_{-1}-3_0$ E	36 169.24	2_1-3_0 E	19 967.396
7_0-6_1 A^+	44 069.43	9_2-10_1 A^+	23 121.024
$5_{-1}-4_0$ E	84 521.21	$7_{-2}-8_{-1}$ E	37 703.729
8_0-7_1 A^+	95 169.49	6_2-5_3 A^-	38 293.306
9_0-8_1 A^+	146 618.82	6_2-5_3 A^+	38 452.690
$6_{-1}-5_0$ E	132 890.79	$6_{-2}-7_{-1}$ E	85 568.084
$8_{-1}-7_0$ E	229 800.00	7_2-6_3 A^-	86 615.578
		7_2-6_3 A^+	86 902.956
		3_1-4_0 A^+	107 013.85
		6_2-7_1 A^+	156 127.70
		2_1-3_0 A^+	156 602.42
		0_0-1_{-1} E	108 900.00
		$J_0-J_{-1}(J=2-8)$ E	≈157 GHz[19]

天体脉泽源的研究具有重要的意义,主要表现在:

(1)"脉泽"作为一种极端的非平衡现象提供了我们研究一些特殊物理条件,特别是分子云和拱星分子包层致密部分物理条件的敏感手段. 理论上包括脉泽发射的能源、激发条件、与磁场关系、与一般分子云以及分子外向流的关系等都是一系列极其重要又亟待解决的问题.

(2)天体脉泽源的研究可以提供地面上所不具备的实验室. 如天体脉泽不需要像地面脉泽那样的谐振腔装置,也不用考虑对场模的选择,但却可在很宽的频带上实现反转. 研究这些独特性质的成因,并与实验室脉泽进行比较是一件很有意义的事.

(3)天体脉泽源所特有的异常高的亮温,强的偏振以及敏感的时变特性等也都是通常热发射理论所无法解释的. 其中强星际脉泽的抽运机制一直是脉泽研究领域中最富有挑战性的问题. 可以预期,这些问题的解决将很大地推动谱线物理和天文环境的研究.

(4)观测证明,大多数的天体脉泽源具有成团的性质,单个脉泽源斑的最小尺度只有一个,甚至不到一个天文单位. 因此,天体脉泽源是天空中最高亮温度和最小尺度的一种非恒星源. 利用这一性质,天体脉泽已成为研究银河系和近邻星系小尺度环境物理和动力学条件的最好的工具,也是 VLBI 特别是 20 世纪 90 年代后迅速发展的空间 VLBI 的自然目标. 天体脉泽的小尺度特征还为研究星际散射,测量源的距离提供了方便.

(5)天体脉泽源研究的一个更重要的任务,是探讨脉泽源与恒星演化不同阶段的关系. 也许是一种机缘,几乎所有观测到的脉泽源,不是处在恒星形成区域附近,就是与充分演化的恒星成协,因此,天体脉泽源的观测和研究与恒星演化两个关键阶段——早期与晚期息息相关. 目前研究证明,脉泽是大、中质量星正在形成的一个路标,也是恒星濒临死亡的指示器.

最近20年是脉泽研究特别令人兴奋的时期．一批新的研究领域正在开拓．如利用IRAS的“色”判据发现了一大批新的天体脉泽源；利用脉泽所独具的性质测量了源的距离；发现了一大批新的强脉泽谱线，特别是与恒星形成密切成协的Ⅱ-型甲醇脉泽．在拱星脉泽的研究中，通过在同一个包层中对不同类型脉泽进行成图的测量，研究了拱星包层中正在发生的不同物理过程；红巨星到行星状星云过渡天体中脉泽的发现与研究则大大丰富和改观了我们对恒星演化晚期阶段的认识．然而，近20年来最激动人心的是河外超脉泽的发现和深入地观测与研究．因为它不仅使我们得以在星系尺度上来探究辐射的相干过程，而且为我们研究星系核中的恒星形成活动，星系乃至宇宙的演化提供了一种新手段．此外，OH，H_2O等超脉泽还被用来示踪活动星系核中超大黑洞的存在。

§6.2　各类天体脉泽源的观测和研究进展

在本书第四章中曾详细讨论了脉泽辐射的观测特征，产生条件、辐射基本理论以及抽运机制等．上一节又综述了迄今探测到的主要脉泽谱线，分析了开展天体脉泽源研究的意义．本节将进一步介绍与各类天体脉泽源观测和研究有关的其它方面的进展．重点将侧重在脉泽源的物理结构、速度场和演化性质等方面．

6.2.1　星际脉泽

星际脉泽指的是与恒星形成区成协的天体脉泽，包括H_2O脉泽、OH脉泽、CH_3OH脉泽、SiO脉泽和NH_3脉泽等．源数最多也最强的星际脉泽是前3种脉泽．NH_3脉泽的研究也开始引起注意．SiO脉泽则在少数的恒星形成区中观测到，如Orion，W51和Sgr B2等．从已有的观测资料看，星际脉泽、分子外向流和

Herbig-Haro 天体是最近的恒星形成的突出标志[1]. 银河系的 OH 和 H_2O 脉泽的统计学也表明脉泽阶段与质量外流以及由 OB 星(或许还有低质量星)形成的致密 HⅡ区阶段成协. 近年来的研究还揭示Ⅱ-型 CH_3OH 脉泽和致密 HⅡ区也成协. 如已报告的 150 个 6.7 GHz 的 CH_3OH 源,就都与星际的 OH 脉泽成协. 而在所有搜寻的大约 70%的星际 OH 脉泽源中则观测到了 6.7 GHz 的 CH_3OH 脉泽[2]. 在大质量恒星形成区中,脉泽是普遍存在的现象. 与之成协的还有分子热斑,近红外和远红外源. 最近的研究揭示,近红外(1～2 μm)可以提供外向流、激波和反射的尘埃发射的信息。而中、远红外则可提供年轻星周围热尘埃分布的信息. 这样,红外手段产生了确定脉泽是否存在于激波、外向流、拱星吸积盘或原恒星附近致密物质的重要线索[3]. 现在看来大质量恒星形成区的分子脉泽极可能起源于被激波赋能的致密气体. 其中 H_2O 和Ⅰ-型 CH_3OH 脉泽常与强的分子外向流成协[4～6]. 因此,人们认为 H_2O 脉泽是在年轻天体的超声质量外流与周围分子团块碰撞产生的激波后形成的. 波长 18 cm 上的 OH 脉泽和Ⅱ-型 CH_3OH 脉泽则频繁地在环绕年轻星的超致密(UC)HⅡ区的投影边缘上观测到[7～8]. 此时,处在运动的电离氢区前沿的弓型激波(bow shock)将达到激发 OH 和Ⅱ-型 CH_3OH 脉泽所要求的密度. 由近年来干涉仪测量得到的带有转动的空间-速度结构则表明,OH 和 CH_3OH 脉泽还可能与原恒星的吸积盘成协[9].

总之,各种不同类型的星际脉泽通常发生在恒星形成区的不同的物理区域. 但少数情况下,它们仍可以在空间上彼此非常地接近[9～11]. 因此除了对脉泽的激发进行理论研究外,对脉泽的运动学结构,成协天体以及相关激波热谱线发射的跟踪观测将是非常重要的. 此外,由星际脉泽的 VLBI 特征在空间和速度上的分离以及迅速的时变看星际脉泽源与源的团块结构有关,与湍动有关. 由这些运动释放的能量有可能来抽运脉泽. 最后应看到大多数星

际脉泽源是在银道面上被观测到的，因此在处理上还要考虑星际散射的影响. 下面我们就星际 H_2O, OH, CH_3OH, SiO 和 NH_3 等脉泽的各自特性作进一步的讨论.

1. 星际 OH 脉泽

在恒星形成区具有脉泽发射的 OH 分子是丰富的. 它在 $^2\Pi_{3/2}$, $J=3/2$ 基态上有 4 条波长为 18 cm 的脉泽线. 在 $^2\Pi_{3/2}$, $J=5/2$ 态上有 3 条波长为 5 cm 的脉泽线，但其中频率为 6 049 MHz($F=3-2$)的发射不是强的脉泽，在现有的 OH 激发模型里一般不考虑[12]. 在 $^2\Pi_{1/2}$, $J=1/2$ 态上也有 3 条脉泽线，波长为 6 cm. 波长为 2 cm 的脉泽只有 1 条，发生在 $^2\Pi_{3/2}$, $J=7/2$ 态. 这些脉泽线所对应的精细结构跃迁和精确的谱线发射频率见表 6.2. 其中 18 cm 上的主线脉泽(1 665 和 1 667 MHz)是最普遍的星际 OH 脉泽，且在 1 665 MHz 上 OH 脉泽通常有更高的强度.

星际 OH 脉泽源斑的大小约 $10^{13\sim14}$cm，亮温度最高达 10^{13}K，在大约 $10^{15\sim16}$ cm 尺度上成团. 大多数(但不是全部)的 OH-18 cm 脉泽投影在致密 H Ⅱ 区的连续辐射区的边缘上. 对于 OH 脉泽源的分布观测不支持一个简单的壳层模型. OH 脉泽源强度变化的时标大于几年，脉泽源斑的寿命可能大于 20 年[13~15].

星际 OH 脉泽最突出的一点是与小于 3×10^{17}cm(约 0.1 pc)的致密 H Ⅱ 区成协. 研究得最好的例子是 W3(OH). Reid 在对 W3(OH)进行观测时发现，OH 谱线相对 H Ⅱ 区(通过与复合线速度比较)有系统的红移[16]. 因此他们认为 OH 脉泽处于一个残留的仍受到原恒星吸积的壳层中. 后来 Garay 等对 W51 中的 OH 脉泽做了同样的观测，其结果与 Reid 的一致. 然而 Norris 和 Booth 认为，一些脉泽源斑不一定投影在 H Ⅱ 区上，它们很可能位于 H Ⅱ 区的背面，因此 OH 谱线的红移并不一定意味着物质的下落[17]. 这一长期争议的问题由于 OH 脉泽自行的研究而得以解决. Bloemhof 等对 W3(OH)中 OH 脉泽自行的测量(由多历元的

VLBI 观测得到）支持了这个脉泽区正在膨胀的观点[18]. 对 Cepheus A 的观测也得到了类似的结果[19]. 然而，这一问题虽然看上去有所解决，但是对 H Ⅱ /OH 区 的速度场的准确性质和整个结构还远未认识[20]. 现在的看法倾向于 OH 脉泽是处在一个被 H Ⅱ 的膨胀激波和电离波前压缩的膨胀壳层中. 如上面提到过的，同样的看法也可用于 Ⅱ-型的 CH_3OH 脉泽.

近 10 多年来不少的工作指出，许多极端致密的 H Ⅱ 区常常呈现彗状的结 构. Wood 和 Churchwell 认为这是因为由 OB 星产生的超声星风和星周气体相互作用在恒星运动方向形成了一个弓形激波的缘故[21]. 图 6.1 给出了这种彗状 H Ⅱ 区结构的一个典型事例. 图中实线表示的是源 G34.26+0.15 在 2 cm 波长上辐射的等强度分布[21]. 小的实方块表示的是 OH 脉泽的位置，数据取自参考资料[22]. 由图可见 OH 脉泽恰好分布在 H Ⅱ 区电离波前的前沿. 它暗示一个弓形激波的存在. 在弓形激波与周围分子气体作用的区域由于密度和温度较高从而产生了 OH 脉泽.

鉴于星际 OH 脉泽与 H Ⅱ 区的密切关系. OH 脉泽成为潜在的示踪大质恒星形成的有力手段. 通过它的高分辨率的观测可以获得大质量年轻恒星天体附近的运动学团块流以及磁场的大量信息. 然而，正如前面提到的，并不是全部的 OH 脉泽都与 H Ⅱ 成协. 最近利用高分辨的、高灵敏的 VLA 设备在 W3 OH 区的 Turner-Welch 原恒星核附近探测到了弱的 OH 脉泽发射，它们与由 H_2O 脉泽示踪的双极外向流成协[11]. 它说明和通常认为 OH 脉泽出现在大质量星形成的较晚阶段不同（参看 § 7.5），星际 OH 脉泽也可出现在更早的超致密 H Ⅱ 区尚未形成的阶段.

2. 星际 H_2O 脉泽

和 OH 脉泽一样，星际 H_2O 脉泽活动也是恒星形成区中普遍存在的现象. 截至到 2000 年，在银河系探测到的 H_2O 脉泽源已高达 1 013 个，其中属于恒星形成区的有 410 个[23]. 不过一直到

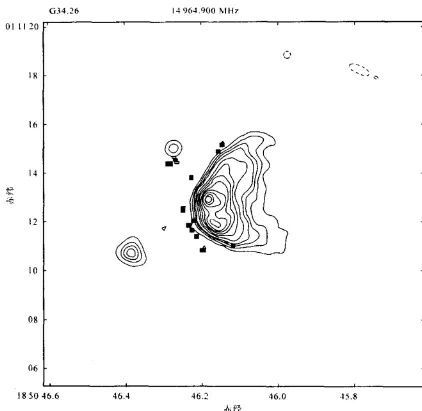


图 6.1　G 34.26+0.15 的彗状 H Ⅱ 区结构[21]和 OH 脉泽的分布[22]

1989 年，由地面观测到的 H_2O 脉泽都是来自 H_2O 的转动能级 $6_{16}—5_{23}$，频率为 22 GHz 的跃迁. 1990 年后证认了许多新的 H_2O 脉泽跃迁. 其中除了 $3_{13}—2_{20}$，v_2 $4_{40}—5_{33}$和 v_2 $5_{50}—6_{43}$的毫米波跃迁外,其它均为亚毫米波跃迁,如 $7_{53}—6_{60}$，$6_{43}—5_{50}$和 $6_{42}—5_{51}$等(详见表 6.1). 这些新发现的脉泽,如 H_2O 的 321 GHz 跃迁是来自高于基态、等效激发温度为 1 860 K 的能级，因此对它们的激发将要求一个更热的(大于 1 000 K)的物理条件. 现在广泛接受的看法是认为 H_2O 脉泽发生在激波的环境,并且是碰撞抽运的[14].

星际 H_2O 脉泽源斑的典型大小约 10^{13}cm，亮温度约 10^{12}K. 在 W49 中它高达 10^{14}K. 星际 H_2O 脉泽通常在 $10^{14\sim15}$cm 尺度上致密成团. 又在 10^{16}cm 尺度上成团，最大成团尺度约 10^{20}cm[3]. 大多数星际 H_2O 脉泽分布在 H Ⅱ 区的附近，但不准确地与超致密 H Ⅱ 区重合. 通常 H_2O 脉泽在 H Ⅱ 区之外大约 0.1～1 pc 的地方.

与 OH 脉泽相比，星际 H_2O 脉泽与更早演化阶段的年轻恒星天体有关. 首先，与 YSOs 成协的 H_2O 脉泽源同时也与强远红外源成协[24,25]，而大约一半的强远红外源（它们在 100 μm 上的 IRAS 流量大于 500 Jy）又有分子外向流的活动[26]. 1992 年 Felli 等人以 142 个外向流源为样本，详细研究了 CO 分子外向流与 H_2O 脉泽以及红外发射间的关系，发现 H_2O 脉泽发射的积分光度正比于 CO 外向流的机械光度[4]. 再次说明 H_2O 脉泽出现在恒星形成的更早的演化阶段. 在 H Ⅱ 区尚未形成时 H_2O 脉泽就产生了. 当 H Ⅱ 区膨胀到大约 10^{17}cm 时，H_2O 脉泽大约已生存了 10^5 年. Kylafis 和 Pavlakis 认为星际 H_2O 脉泽是深埋的 YSOs 的一个基本特征. 但需要强调的是不能保证恒星形成就发生在 H_2O 脉泽的位置[14]. 近年来利用角分辨率达 0.08″的 VLA 设备对三种类型的恒星形成区：(1)包含若干个 O、B 星，(2)射电喷流，(3)分子外向流的区域，进行了 H_2O 脉泽的成图观测，发现 H_2O 脉泽发射的分布有两重特性，即它们或示踪沿射电喷流取向的分子外流，或示踪垂直于喷流轴的盘分布[27,28]. 为此 Garay 和 Lizano 认为，H_2O 脉泽应出现在原恒星演化的最早阶段，它们被深埋的原恒星附近的高密度物质所激发. 此时，它们或起源于一个环绕原恒星的盘，或起源于 YSOs 外向流中的凝缩区或密度加强区. 而这时的年轻恒星天体还未能激发足以探测的电离氢区[15].

H_2O 脉泽的速度频谱由许多窄的特征组成，但分布在几十甚至几百 km·s^{-1}的速度范围里. 这些特征可以用一些致密的(尺度约 10^{13}cm，密度约 $10^{8\sim10}$cm^{-3})的小云块来解释，它们来自新形成

的大质量的高速外流. 这样的一个运动学模型最早是由 Strelnitskii 和 Sunyaev(1973 年)提出的[29]. 后来的观测证明则取决于 VLBI 的自行研究[30,31]. 脉泽的三维速度场以及它们的时变意味一个快速的团块风正在进入周围云,从而产生了非常致密的小云片或纤维状物. 这些被压缩的小云片就是脉泽源斑. 它们向外运动,并在 1～10 年的时标内消散[1].

星际 H_2O 脉泽的另一个重要特征是具有迅速的时变. H_2O 脉泽强度变化的时标短至天的量级. 脉泽斑的典型寿命为 2 年. 大多数 H_2O 脉泽在一个时间周期内会变得面目全非. 空间成协的特征则趋于变化一致[32]. 在具有许多脉泽特征的 H_2O 脉泽源中还观测到了强的爆发. 如在 Orion-Kl, W51 MAIN, W3(OH) 和 NGC 6334C 等源中发现 H_2O 脉泽源在某些特征上具有突然爆发(flare)的现象[30,33,34]. 这种 H_2O 脉泽特征的迅速时变很可能是因额外的抽运事件所引起[34]. 干涉仪的研究将可提供脉泽源空间结构、速度场及其时变的更详细的信息.

3. 星际 SiO 脉泽

SiO 脉泽源大多与晚型星成协[35]. 并分布在靠近晚型星的拱星包层里,故历史上也有称 SiO 脉泽为拱星脉泽. 在恒星形成区虽然观测到不少 SiO 分子的发射,但属于脉泽性质的极少. 目前知道的与年轻恒星天体成协的星际 SiO 脉泽源只有 3 个. 它们是 Orion IRC2, W51 IRAS2 和 Sgr B2 MD 5[36~38]. 其中发现得最早,研究得最多的是在 Orion-IRC2 附近的 SiO 脉泽. 由于它们的双峰谱形态和晚型星壳层中见到的 OH-1 612 MHz 脉泽很相似,人们曾提出 IRC2 可能是一个晚型星. Plambeck 等(1990 年)利用 Hat Creek 的毫米波阵完成了 Orion SiO 脉泽在 86 GHz, $v=1$ $J=2-1$ 上的干涉仪测量,结果发现红移和兰移的 SiO 脉泽在空间上是明显分离的,并且有一个明确的速度梯度. 这样,用一个倾斜的, 膨胀的和转动的(尺度约几十天文单位) 的盘可以很好地

解释[39]. Orion SiO 脉泽提供了在一个新形成的年轻星(这里是IRC2)附近存在绕星盘的一个突出例子. 看来和星际 SiO 脉泽成协的年轻星都是具有高红外光度的大质量星. 观测还发现,在年轻恒星天体中 SiO 的 $v=1\ J=1-0$ 和 $v=2\ J=1-0$ 的谱线比率与晚型星的很不同(后者接近于 1)[40]. 研究与 SiO 脉泽发射成协的年轻星的性质将是很有意义的.

4. 星际 CH_3OH 脉泽

早在上世纪 70 年代初人们就在星际空间探测到了甲醇(CH_3OH)脉泽(参看 4.1.1 节). 然而,真正确认甲醇脉泽活动也是恒星形成区普遍存在的现象则是 15 年后的事. 此时人们已在厘米和毫米波段发现了一大批甲醇的脉泽谱线(详见表 6.4). 大量的观测已证明,星际甲醇脉泽和星际 H_2O 脉泽一样, 是一种很强的和分布很广的天体脉泽. 特别是 1991 年发现的 6.7 GHz 的甲醇脉泽是除了 22 GHz 的水脉泽外, 迄今探测到的最强的星际脉泽. 在 W3(OH)源中, 甲醇脉泽的峰值流量竟高达 3 800 Jy, 比在同样源中的 OH 脉泽流量大了 15 倍[20].

星际甲醇脉泽可以分成两大类, Ⅰ-型 CH_3OH 脉泽和 Ⅱ-型 CH_3OH 脉泽[41,5]. 最强的Ⅰ-型 CH_3OH 脉泽是甲醇在 25 GHz 上的 J_2-J_1 E 跃迁,其它还有 $4_{-1}-3_0$ E(36 GHz),7_0-6_1 A^+(44 GHz),$5_{-1}-4_0$ E(84 GHz)和 8_0-7_1 A^+(95 GHz)等跃迁. 最强的Ⅱ-型 CH_3OH 脉泽是甲醇在 6.7 GHz 上的 5_1-6_0 A^+跃迁,其次是 12 GHz 上的 2_0-3_{-1} E 跃迁,其它的还有,2_1-3_0 E(20 GHz),9_2-10_1 A^+(23 GHz), $7_{-2}-8_{-1}$ E(37.7 GHz), 6_2-5_3 A^-(38.3 GHz)和 6_2-5_3 A^+(38.5 GHz)等跃迁. 两类脉泽源的一个共同特征是,第一类源不发射第二类源的脉泽线,第二类源又不发射第一类源的脉泽线. 由观测得知, Ⅰ-型 CH_3OH 脉泽和现在已知的致密的红外源以及射电连续源(HⅡ区)没有成协关系, 并且无论与 OH 脉泽还是 H_2O 脉泽都不重合. 观测还揭示, Ⅰ-型甲醇脉泽可

能与激波波前成协，而这个激波是在质量外流和周围致密物质相互作用时形成的[42]. 另一种表述是Ⅰ-型甲醇脉泽可能与恒星演化的较早阶段成协，它可能指示了仍在质量吸积的一种真实的原恒星[15]. Ⅱ-型 CH_3OH 脉泽源则显示与星际OH脉泽以及HⅡ区成协[43,44]. 它的脉泽发射区非常地致密，它的小尺度的结构也非常类似OH脉泽. 观测频繁地发现Ⅱ-型 CH_3OH 脉泽源常呈现出弧线形的分布，这支持了它们与弓形激波、喷流或者环绕初生星的侧向原行星盘成协[45,46]. 清楚的结论还有待更多高空间分辨率的观测.

最近10年星际甲醇脉泽的研究有很大的进展. 随着观测的深入对Ⅱ-型脉泽源与恒星早期演化阶段关系的认识也有很大的改观. 如Walsh等人(2001年)的最近研究表明Ⅱ-型甲醇脉泽常常与那些明亮的足以产生强的电离辐射的中红外源成协，然而在这些源中射电连续谱发射的探测率并不高，因此这些脉泽有可能处在一个先于超致密HⅡ区的大质量星形成的更早阶段[47]. 现在看来，Ⅱ-型甲醇脉泽源可能与 H_2O 脉泽源一样，都与大质量星的非常早期阶段密切成协. 这样，目前许多的研究都集中在这两种脉泽上. 如最近Beuther等(2002年)用高的空间分辨率对29个大质量形成区中的两类脉泽(6.7 GHz的 CH_3OH 脉泽和22 GHz的 H_2O 脉泽)的绝对位置，毫米波的尘埃连续辐射(用于示踪大质量云核)，厘米波的连续谱(用于示踪电离氢的自由-自由辐射)以及中红外源(用于示踪嵌埋源四周的热尘埃辐射)进行了比较. 结果证实，100%的脉泽源都与大质量的分子云核成协. 与厘米波连续谱发射(它同时示踪刚形成的年轻星)成协的脉泽只占20%[48]. 可见这两类脉泽都是大质量星形成早期阶段的路标. 高分辨率的EVN和VLBI的干涉仪观测也揭示6.7 GHz和12.2 GHz的甲醇脉泽和大质量星形成早期明显成协. 它们有的起源于热分子云核、电离的喷流或外向流，有的则起源于UC-HⅡ区(超

致密电离氢区)或 H Ⅱ 区. 观测资料还暗示当甲醇脉泽与大质量原恒星阶段成协时,它保持小的和致密的结构,但当它与外向流关联时它相应地膨胀. 最后,当 UC-H Ⅱ 区进一步发展时,甲醇脉泽将逐渐地消失. 这样,一个和甲醇脉泽相联系的大质量星形成和演化的序列被提了出来[49].

5. 星际 NH_3 脉泽

1986 年 Madden 等人首次在 W51, NGC7538, W49 和 DR 21(OH)等恒星形成区观测到了 NH_3 的非亚稳能级$(J,K)=(9,6)$的脉泽发射[50]. 此后又在 W51 区域发现了 NH_3 的其它几个反转跃迁[51~53]. 在 G9.62+0.12 和 NGC 6334 等恒星形成区也探测到了新的 NH_3 脉泽谱线[54~55]. 星际 NH_3 脉泽活动与大质量星形成的关系还没有明确建立. 虽然目前研究过的 NH_3 脉泽源数不多,但看来它和 H_2O 脉泽在空间分布上有类似的两重性,即它们或示踪外向流,或示踪转动的分子盘[15].

6.2.2 恒星脉泽

恒星脉泽主要指在晚期演化星(如:红巨星、超巨星、原行星状星云和行星状星云等)拱星包层中观测到的脉泽. 这些演化晚期的恒星具有晚的谱型,故有时也称它们为晚型星. 恒星脉泽是示踪晚期演化星拱星包层结构和运动学的重要探针. 也是研究晚期星演化的极好手段. 由于本书第八章"晚期演化星拱星包层的分子发射"中将详细介绍利用各种脉泽研究晚型星包层结构和中心星演化的主要成果和进展,这里就不再讨论了.

最后要提到的是与超新星遗迹成协的 OH-1 720 MHz 脉泽. 我们知道超新星遗迹是星际介质中能量和重元素的重要来源. 当超新星遗迹(SNR)和周围分子云相互作用时将引起激波,而 OH-1 720 MHz 脉泽正是通过 SNR 激波后与 H_2 分子的碰撞而激发. 因此利用 SNR 中 OH 脉泽的观测可以得到超新星遗迹的位形以

及其它物理特征方面的信息. 第一个超新星遗迹 OH-1 720 MHz 脉泽是 1969 年在 W28 和 W44 中发现的,目前已在一批超新星遗迹中探测到了 OH 的脉泽发射[56].

6.2.3　河外超脉泽

星际分子广泛存在于各种天文环境,如星际云、恒星形成区、电离星云、恒星包层、星系前物质、类星体吸收线区、年轻的超新星遗迹、河外星系中的星际物质以及星系中心甚至某些活动星系核等. 其中河外脉泽是示踪星系及其核活动的重要手段. 第一个河外超脉泽是 Bann 等人(1982 年)在特殊星系 IC4553(Arp220)中发现的 OH 脉泽[57]. 由于河外超脉泽的超强发射及其与活动星系核的密切联系,它已成为分子天体物理学中的一个十分吸引人的新领域 . 强的河外超脉泽涉及的分子除 OH 外,还有 H_2O,H_2CO 和 CH 等. 各种类型河外超脉泽的不同特征和河外分子气体的密度及抽运条件有关(详见§6.3),而这些条件又很强地依赖于星系核活动的演化阶段.

1. 河外 OH 超脉泽

OH 超脉泽是已知的最明亮的宇宙脉泽. 第一个河外 OH 脉泽是 Whiteoak 和 Gardner(1973 年)在 NGC 253 中发现的. 类似的还有 Rieu 等人(1976 年)对 M82 进行的探测(见 4.1.1 节). 在这两个星系中观测到的都是 OH 在 1 665 和 1 667 MHz 上的主线脉泽. 这些脉泽比银河系最明亮的 OH 脉泽还要强 10～100 倍. 人们认为这类脉泽可能是正在放大的星系核或星系 HⅡ 区的连续谱辐射. 此后人们又在河外探测到了更多的、更强的 OH 脉泽,我们称其为 OH 超脉泽,其原型就是上面提到的在 IC4553(Arp220)中发现的第一个河外 OH 超脉泽. Arp220 超脉泽的各向同性视光度为 380 $L_\odot$,比银河系的 OH 脉泽强了 100 万倍,从而也导致了 megameser 的名称. 而较早发现的普通的河外脉泽现也可称作

kilomasers[58]. 迄今观测到的河外 OH 超脉泽源已超过 100 个[59~61].

观测揭示 OH 超脉泽源的最主要特征是它的 OH 脉泽光度与相应的远红外光度紧密相关[62~64,59]. 由早期观测得到 OH 超脉泽与红外光度间的粗略关系是 $L_{OH}\propto L_{IR}^{2}$[62,63]. 近年来利用大的 OH 超脉泽样本重新考察了这一关系,得到 $L_{OH}\propto L_{IR}^{1.4}$[64]和 $L_{OH}\propto L_{FIR}^{1.2\pm0.1}$[59]. 后者更接近线性的关系可能支持了 OH 超脉泽是饱和和不饱和脉泽的一种混合[59]. Arecibo 的 OH 超脉泽巡天还显示, OH 超脉泽在明亮的红外星系(LIRGs)中的比份是随星系的远红外光度 L_{FIR}和远红外"色"而增加的. 在最暖的超明亮红外星系(ULIRGs)中粗略达到 1/3. 基于 OH 超脉泽发射与星系的红外辐射密切相关,有人提出可将 OH 超脉泽的样本看成是强远红外星系中的一个子群. 而这种非常明亮的 FIR(远红外)星系应代表活动星系核演化的非常早期的阶段. 光谱观测的结果也发现,当与整个 IRAS 星系样本比较时,在 OH 超脉泽中 Seyfert 星系核占有更支配的地位(注:Seyfert 星系通常指具有极强核活动的旋涡星系). 此外,Seyfert 和星暴星系核在河外超脉泽中所占百分比与在一般星系中的情况正好相反,它意味着 Seyfert 的射电核将趋于更致密. Seyfert 星系中的这一条件可能比星暴核更有助于脉泽的放大. 表 6.5 列出了 OH 超脉泽的光学分类[65].

表 6.5 OH 超脉泽的光学分类

光谱命名	OH 超脉泽	一般样本
	35 个源	500IRAS 源
星暴核	37%	61%
Seyfert 2	57%	34%
Seyfert 1	5.7%	0.6%

一些 OH 超脉泽的 VLBI 成像表明，其谱线发射是背景连续源的低因子放大，因此它们被解释成是连续成分的低增益放大像．这种放大是通过插入的分子物质完成的．由于脉泽的低增益放大要求在星系射电核的前方有相对大的分子柱密度，因此大多数 OH 超脉泽发射是沿盘面方向取向的，即所谓侧向(edge-on)的．在 OH 超脉泽中 Seyfert 2 占优势的趋向说明 Seyfert 2(较早的 Seyfert 类型)与 Seyfert 1 相比是更侧向的．光学结果同时指出，一些分类为星暴核的 OH 超脉泽可能包含一个几乎完全隐蔽的活动星系核(AGN)，而更多的 Seyfert 则拥有一个完全掩蔽的宽线区．近年来 Bann 等(1998 年)对具有强 OH 脉泽发射的 42 个星系进行了光谱的观测，分析了它们的核发射线谱，进一步证实大部分 OH 超脉泽星系有强的核掩蔽征兆[66]．

近年来利用全球 VLBI 阵(包括欧洲和美国的 17 面望远镜)对亮红外星系 Arp220 进行了 pc-尺度的细致成像，发现该星系的 OH 超脉泽由一个弥漫分量和几个在 1 667 MHz 上的致密分量组成[67]．4 个主要的致密发射区显示了复杂的空间结构和速度结构，并且在较强的分量上有一个大于 800 的放大率(这相当于 $\tau>4.6$ 的脉泽增益)．脉泽中的弥漫发射成分适合于传统的几百 pc 尺度上的低增益放大模型(如前面所介绍的)．而致密区的高放大的脉泽发射(pc 尺度)以及低的 1 665/1 667 MHz 强度比率则明显是物理致密脉泽云中饱和脉泽的结果．Lonsdale 等(1998 年)推测这种致密成分与活动星系核的活动有关，并且可以用来示踪星系稠密核环境中的激波波前[67]．

在明亮的远红外(FIR)星系，特别是超脉泽星系的核区中有非常不寻常的条件，这不仅表现在有大量的分子气体存在于核区，而且由于星系核活动的结果核区气体的激发条件也是极端的．与河外超脉泽成协的这种超明亮的 FIR 星系(其 $L_{60\mu}$ 通常大于 $10^{10\sim12}L_{\odot}$) 应该代表 AGN 演化的一个非常早期的阶段．这个阶

段可能发生在一个已经存在的 AGN 重新活动之时，也可能发生在一个新的 AGN 正在形成之时，或者尚未发生强的 UV 辐射离解核周围分子气体之前[65].

由于 OH 超脉泽与星暴星系和 Seyfert 成协，因此推测它们可以在拱核分子环的致密区域被放大. Montgomery 和 Cohen 用 MERLIN 阵观测了Ⅲ Zw 35 的 1 667 MHz OH 超脉泽，发现该脉泽沿－20°的位置角在 40 pc 的距离上排列成行，并且从南至北有一个 2.5 $km \cdot s^{-1} \cdot pc^{-1}$的速度梯度[68]. 参考文献[68]用一个包含 $3\times10^9\ m_\odot$质量的 OH 转动盘解释了它们. 虽然这一现象的发现在当时并未引起很大的注意，但它却是用宽的 OH 超脉泽谱线寻找星系中央黑洞的第一个事例. 现在看来，河外 OH 超脉泽的确是搜寻大质量黑洞的重要手段之一. 基于近代的射电长波设备是有能力来探测红移 $Z=3\sim5$ 的 OH 超脉泽的，这样我们就可以利用 OH 超脉泽来测量亮红外星系光度函数的高尾端. 此外，由于星系的并合率随红移增大迅速上升，因此通过多种红移上 OH 超脉泽的搜寻还可以测量作为宇宙时间函数的星系并合率[69,70]. (注：由于气体-富星系的并合可以提供星暴的燃料或馈送物质于活动星系核中心的黑洞，因此最亮的红外星系常有强的星系并合的证据. 利用频率 400 到 1 000 MHz 间射电谱的测量可以独立地检验红移 $Z=4\sim0.7$ 内的星系并合率. 然而，当 $Z=0.17\sim0.4$ 时，OH 脉泽的搜寻将是困难的，因为此时的 OH 谱位置与 $Z<0.3$的正常星系的中性氢谱线发生了混淆[70]).

目前，对于波长 18 cm 的 OH 超脉泽而言，建立详细的理论模型尚有一定的困难，这是因为在长波上将受到地面 VLBI 极限分辨率的更大限制，还不允许对遥远的单个云进行细致的分析. 此外，对 OH 超脉泽的物理环境的理解也还不完善. 为此通常是对许多云作统计平均的研究.

2. 河外 H_2O 超脉泽

在河外星系中第一个 H_2O 脉泽是 Churchwell(1977 年)在邻近星系 M33 中发现的，其各向同性光度约为 0.2 $L_⊙$. 比银河系典型的 H_2O 脉泽光度(约 10^{-3} $L_⊙$)强了 200 倍(见 4.1.1 节). 河外第一个 H_2O 超脉泽则是 dos Santos 等(1979 年)在 NGC 4945 星系核的方向探测到的[71],它的各向同性光度为 57$L_⊙$. 目前观测到的最强的河外 H_2O 超脉泽星系是 TXFS2226-184，它的 H_2O 脉泽光度高达 6 100 $L_⊙$[72],比银河系最亮的 H_2O 脉泽源——W49N(约 1 $L_⊙$)强了 3~4 个量级.

为了比较河外正常 H_2O 脉泽和超脉泽的区别,这里援引了参考资料[73]给出的已知河外 H_2O 脉泽(1990 年前)的一些基本特性(见表 6.6). 它包括脉泽发生的位置、距离和假设脉泽辐射各向同性时的总光度等[73]. 正常的河外 H_2O 脉泽距离较近,其光度和银河系脉泽可以比拟,它们或处于星系核外或处于旋涡星系的臂上. 河外超 H_2O 脉泽则距离较远,辐射光度大,且处于其宿住星系核的上方. 由此不难看出表 6.6 中列在前面的几个河外 H_2O 脉泽属于类似银河系的正常脉泽，而后面几个脉泽则属于 H_2O 的河外超脉泽(注:由于引用的文献不同,该表中个别参数与后面表 6.7 中所涉及到的有一些差异). 正常河外 H_2O 脉泽的特性与

表 6.6 15 个河外 H_2O 脉泽的基本特性

星系名	脉泽数目	位置	距离/Mpc	光度/$L_⊙$
LMC	5	不规则	0.05	0.000 8~0.003
SMC	2	不规则	0.06	0.001,0.002
M 33	5	盘	0.72	0.005~0.2
IC 342	2	盘	2.5	0.07,0.1
NGC 253	1	核	2.5	0.3
IC 10	1	不规则	3.0	1.0

续表

星系名	脉泽数目	位置	距离/Mpc	光度/$L_\odot$
M 51	1	核	6.5	0.8
NGC 6946	1	核	4.5	1.0
M 82	1	核	3.5	3.0
Circinus	1	核	4.0	37
NGC 4945	1	核	4.0	85
NGC 4258	1	核	6.9	120
NGC 6240	1	核	100	200
NGC 1068	1	核	16.5	350
NGC 3079	1	核	16.5	520

银河系 H_2O 脉泽的类似. 如麦哲伦云外的最近的河外正常 H_2O 脉泽是M 33 星系中的一个 H Ⅱ 区复合体——IC133，它的特性和银河系典型的大质量星形成区的一样. 而表 6.6 中最强的河外超 H_2O 脉泽则处在侧向旋涡星系 NGC3079 的活动核的方向. 这些事实说明河外超 H_2O 脉泽和正常 H_2O 脉泽不同，它应该是由不寻常的物理条件引起的. 总的说，正常的河外 H_2O 脉泽与邻近星系的 H Ⅱ 区成协，而河外超 H_2O 脉泽则与星系核的活动密切相关. 最近，Tarchi 和 Henkel 等(2003 年)根据脉泽的起源又将河外 H_2O 脉泽分成三类，其中两类与河外超 H_2O 脉泽有关[74]. 第一类河外超 H_2O 脉泽指的是和活动星系吸积盘成协的脉泽，它们的各向同性光度 L $>10L_\odot$(例如：NGC 4258[75]) . 第二类河外超 H_2O 脉泽是由星系核的射电喷流与周围分子云相互作用引起的(例如：Mrk 348 和 NGC 1 052[76,77]). 第三类是各向同性光度 $L<10L_\odot$ 的弱的河外 H_2O 脉泽，也称“kilomasers”. 这类脉泽与超脉泽不同，它们常与大尺度星系盘上突出的恒星形成区成协(例如：NGC 2146[78]). 当然更细致地分还有一类河外超 H_2O 脉泽，它们起源

于 AGN 的核风[79].

目前已经在 700 多个活动星系中观测到了 H_2O 的脉泽辐射，但最后确认有 $6_{16}-5_{23}$ 22 GHz H_2O 超脉泽发射的星系仅 21 个[80~83,74]. 其中 4 个有盘的证据(NGC 4258，NGC 1068，NGC 4945，和 Circinus)，2 个有可能盘的证据(NGC 3079，NGC 1386)，1 个有最可信的中央黑洞的证据(NGC4 258). 在活动星系中 H_2O 超脉泽的探测率很低，这一方面与巡视观测的灵敏度不高有关，一方面也说明河外 H_2O 超脉泽的形成的确需要一些不寻常的物理条件. 正如参考资料[81]中提到的，强的 H_2O 脉泽主要在 Seyfert 2 星系或低电离核区中发现，特别是在高度倾斜的星系中. 仅少数几个 H_2O 超脉泽源有一个中等程度的倾斜度. 这种要求可能与超脉泽所需要的激发条件有关. 表 6.7 列出了迄今观测到的 21 个河外超 H_2O 脉泽源的主要参数，包括距离、系统速度、峰值流量、各向同性光度和宿主星系类型等[81,82]. 其中距离参数大多取自参考资料[84]，源 Arp299 资料取自参考资料[74]，源 NGC 6240 资料取自参考资料[83]. 由表 6.7 可见，有河外超 H_2O 脉泽发射的星系绝大多数为 Sefer 2 星系或 LINER 星系，它们都显示出核的活动.

在已发现的河外 H_2O 超脉泽源中 Seyfert 星系 NGC 4258 无论是在观测上还是理论上都具有特别重要的意义. NGC 4258 H_2O 脉泽的高分辨率观测揭示[75]：该星系的核区存在一个薄的，有点翘曲的，并具有开普勒性质的拱核吸积盘. 根据推算盘的中央应有一个质量为 $3.6\times10^7 m_\odot$ 的黑洞. 在河外 H_2O 超脉泽中由 NGC 4258 的观测得到的天体物理信息是最丰富的[85]. 如：(1) NGC 4258 提供了至今最令人注目的超大黑洞存在的证据；(2)在亚-pc 尺度它给出了一个活动星系拱核盘的第一个直接的图像；(3)它提供了一个拱核盘存在翘曲的第一次指示和正在作开普勒运动的第一个证据；(4)河外 H_2O 脉泽中的极高速的谱线发射是

在 NGC 4258 的 H_2O 超脉泽中首次发现的[86]. Elitzur(2002 年)最近指出脉泽的集束和速度相干的作用在 NGC 4258 的 H_2O 脉泽发射中也是明显的[87]. 下面就从脉泽的这两个效应出发以 NGC 4258 的 H_2O 超脉泽谱的成图观测为例,重点分析 NGC 4258 中盘的运动学结构和超大黑洞的证据.

表 6.7 迄今已确认的 21 个河外 H_2O 超脉泽源的基本参数

源星系	距离 /Mpc	系统速度 /km·s^{-1}	峰值流量 /Jy	光度 /$L_\odot$	宿主星系类型
NGC 4945	3.7	560	6.2	57	Seyfert 2
Circinus	4.0	438	16	24	Seyfert 2
NGC 4258	7.3	448	6.2	85	LINER
NGC 1386	12	864	0.65	120	Seyfert 2
NGC 3079	16	1 125	11	520	LINER
NGC 1068	16	1 137	0.67	10	Seyfert 2
NGC 1052	20	1 507	0.21	140	LINER
NGC 5506	24	1 815	0.63	61	Seyfert 2
NGC 5347	32	2 386	0.03	32	Seyfert 2
NGC 3735	36	2 696	0.016	12	Seyfert 2
NGC 2560	38	2 873	0.19	130	Seyfert 2
Arp 299	42	3 100		250	
NGC 2639	44	3 336	0.11	71	LINER
NGC 5793	50	3 442	0.05	125	Seyfert 2
Mrk 1210	54	4 046	0.16	99	Seyfert 2
ESO 103-G35	57	3 983	0.41	360	Seyfert 2

续表

源星系	距离 /Mpc	系统速度 /km·s^{-1}	峰值流量 /Jy	光度 /$L_\odot$	宿主星系类型
Mrk 348	63	4 677	0.03	420	Seyfert 2
Mrk 1	65	4 842	0.06	64	Seyfert 2
IC 1481	83	6 118	0.35	320	LINER
TXF2226-184	100	7 500	0.27	6 100	Radio Galaxy
NGC 6240	100		0.1	100	Seyfert/NINER

图 6.2 展示了近年来对 NGC 4258 中 H_2O 超脉泽发射进行观测的主要结果[84,88]. 其中上图是观测到的"典型的"H_2O 脉泽谱,它由 3 组发射组成:中间强的谱线是来自系统速度(476 km·s^{-1},从 400～600 km·s^{-1})上的发射,两侧是速度位移了≈770 km·s^{-1}至≈1100 km·s^{-1}成分的发射(即蓝移的－520～－290 km·s^{-1}和红移的 1 230～1 460 km·s^{-1}两组高速特征上的发射). 在这 3 组成分间没有任何脉泽辐射. 中图给出的是 H_2O 脉泽高分辨率的 VLBA 成图观测结果,图中标出的是毫角秒尺度. 由图可见 NGC 4258 中的 H_2O 超脉泽在天空排成了极窄的条状. 位置上也聚成可分开的 3 群,分别对应 3 个不同的谱线组. 其中红移和蓝移特征对称地分布在系统速度-特征的左、右两边. 这一图景清楚地显现了一个转动盘的结构. 下图是 NGC 4258 分子吸积盘的一个示意图. H_2O 超脉泽源斑分布在几乎是理想的侧向的转动薄盘里. 盘内、外边缘的转动速度分别为 1 080 km·s^{-1}和 770 km·s^{-1}. 盘内边缘的转动周期约为 800 年,半径 0.14 pc. 外边缘的转动周期约 2 200 年, 半径 0.28 pc. 盘的厚度$<$0.000 3 pc. 最长的视向速度相干路径是沿图中虚线所示的盘面弦的方向,它有利于蓝移速度特征($v=v_{galaxy}-v_{rot}$)和红移速度特征($v=v_{galaxy}+$

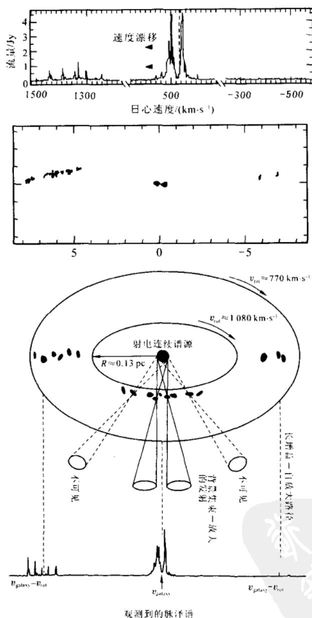


图 6.2 NGC 4258 中的 H_2O 超脉泽源的速度频谱和空间分布图[84,88]

v_{rot})上脉泽发射的探测(见最下方的谱图). 对于系统速度上径向方向的脉泽由于放大了核区的连续射电辐射，加上辐射波束针对观测者，因此测到的脉泽是最强的. 其它径向方向的 H_2O 发射由于脉泽波束(脉泽波束角为 8°)偏离观测者而观测不到. 一个时间序列的干涉仪观测证实系统速度特征正朝着预期的转动方向移动(见上图箭头所示的速度漂移). 观测还揭示盘面高速特征上的脉泽源斑,其视向速度随离盘心位置的变化相当好地符合了开普勒转动的规律，并因此推得该源中心天体的质量高达 $3.9\times10^7 m_\odot$. 在如此小的半径内包含了如此大的质量提供了活动星系核的中央存在一个黑洞的最好的证据[87].

自 NGC 4258 后，H_2O 超脉泽的 VLBA 观测又揭示了 NGC 1068 和 NGC 4945 等星系核中类似的脉泽盘的存在，并暗示它们分别围绕质量为 $1\times10^7 m_\odot$ 和 $1\times10^6 m_\odot$ 中心天体运动[89,90]. 进一步寻找类似 NGC 4258 的天体，高灵敏和宽频带的设备将是非常必要的. 然而，过去的许多河外 H_2O 超脉泽巡视，所依赖的频谱仪带宽(在 22.2 GHz 上)都是小于 800 $km\cdot s^{-1}$的.

和银河系 H_2O 脉泽类似，一些河外 H_2O 脉泽，如 NGC1068，NGC3079 ，NGC4258，IC10 和 M33 等在谱线强度、谱线宽度和单个谱线特征的速度上都观测到了时变. 河外超脉泽的时变是与指数放大和分子的激波-激发模型一致的[91]. 有关河外 H_2O 超脉泽时变特征以及机制的详细讨论读者可参阅参考资料[81].

在一些星系中还探测到了 H_2CO 的超脉泽[92]. 但是它们比 OH 超脉泽要弱得多. 如探测到的 H_2CO 脉泽的典型强度仅几个 mJy. 放大 H_2CO 辐射的云很可能用来示踪密度为 $10^4 cm^{-3}$的区域. 而放大 OH 辐射的气体则可示踪密度接近 $10^6 cm^{-3}$的区域[65]. 对于 H_2CO 脉泽预期有一个二次方的 L-L_{6cm}的关系. 由于 FIR 星系在 60 μm 上的红外流量和 6 cm 上的射电流量也是相关的,因此 L-L_{FIR}间也应存在二次方的关系. 这样的关系已经在 9 个有限的

H_2CO (超)脉泽样本中观测到了.

CH 的超脉泽也在 9 个星系中探测到了[93,94]. CH 是已知的低密度区域的探针. 所有的 CH 发射已经在强的 OH 吸收区中观测到. 其中 2 个同时是 H_2O 的发射体, 2 个是 H_2CO 的发射体.

总之,超脉泽活动的发生是星系演化到一个特别阶段的反映. 其中密度和抽运机制的结合是决定性的因素. 径向的密度梯度和变化的中心辐射场强烈影响着脉泽的布居反转. 已证实 OH 和 H_2CO 超脉泽星系是核演化早期阶段的、明亮的远红外/射电星系. 而 CH 和 H_2O 超脉泽星系则是更演化的核活动星系,并且可以在非核区建立布居反转和放大[65]. 此外, H_2O 脉泽还代表了局部的被激波扫过的高密度的气体包, 而 CH 脉泽则可能代表大的半径上的大尺度的低密气体. 这样, 不同脉泽分子的密度与抽运的判据提供了一种新的探针, 用以诊断不同阶段星系核活动中的分子气体.

在明亮的 IRAS 星系中还广泛观测到了 CO 分子的发射(见 § 5.7). OH 脉泽和 CO 分子发射的探测提供了研究星系核区,甚至大的距离上分子区域的重要手段. 如果 OH 和 CO 谱线的光度分别随星系的远红外光度 L_{FIR} 的二次方和一次方连续地升高, 那么对于这两种分子谱线的可观测宇宙将是很大的. 到底有多少这样的源可观测将取决于在大的光度上 IRAS 源的空间密度. 当高远红外光度上的空间密度 $\varphi_{IRAS} \propto (L_{IRAS})^2$ 时, OH 超脉泽的二次方的 $L_{OH}-L_{FIR}$ 关系将使 OH 比 CO 可观测到更大的红移. OH 巨脉泽 (gigamaser), IRAS 14070+0525 就是目前观测到的具有最大红移($Z=0.265$)的河外脉泽源[95]. 在河外 OH 脉泽一节中我们已提到就目前已经达到的设备条件来看,探测红移 $Z=3\sim5$ 的 OH 超脉泽也是可能的.

§6.3　天体脉泽抽运机制的研究进展

上一节我们介绍了各类天体脉泽源的主要观测事实和研究进展，并侧重讨论了各类脉泽的生成区域，它们的物理结构以及与恒星形成和早期演化的关系．本节将重点介绍各类天体脉泽抽运机制方面的研究进展．天体脉泽抽运机制的研究在分子天体物理学中占有重要的地位．它涉及到各种截然不同天文环境下脉泽的成因以及能量来源等难题．特别是强的星际脉泽和河外超脉泽抽运机制的探究一直是天体物理学中最富有挑战性的和至今未能完全解决的问题．本书第四章对各种抽运机制的基本原理已经作了较详细的讨论，对在抽运循环中涉及的谱线重叠问题也有简单的介绍．本节将是对已有基本理论的一个实际应用．

在曾讨论过的各种抽运机制中，最重要的有两种，即碰撞抽运和辐射抽运．碰撞抽运指的是脉泽分子通过与其它粒子(主要是H_2)的碰撞激发，接着通过辐射和碰撞过程去激发，如果此时辐射去激发占优势则有可能在某个(或某些)能级间建立布居反转．若碰撞去激发占优势，则布居反转被破坏，能级热化，脉泽消失．辐射抽运指的是脉泽分子靠外部源的辐射(通常是红外辐射)而激发，接着通过自发和受激发射过程去激发，此时有可能在某个(或某些)能级间建立起布居反转，脉泽出现．目前的研究还表明，在某些情况下天体脉泽的化学抽运以及“无粒子反转”放大也是可能的．

此外，由§6.2和后面第八章的学习可知，在大多数情况下不同种类的分子，甚至同一种类不同跃迁的分子，其脉泽发射分别处在分子云或晚型星拱星包层的不同位置．这说明在天文环境下每一种分子(或跃迁)脉泽的产生有相当不同的物理条件．为此我们下面对各类天体脉泽抽运机制的介绍将分别就星际和恒星的两大

类不同的天文环境进行.

6.3.1 OH 脉泽

1. 恒星形成区中的 OH 脉泽

根据已有的观测资料得知，在恒星形成区 OH 脉泽和 H_2O 脉泽、致密 H Ⅱ 区、红外源以及物质外向流间有着密切的物理联系. 许多作者基于恒星形成区 OH 脉泽的观测，提出了产生 OH 脉泽的各种可能环境. 无论哪一种环境，对于星际 OH 脉泽而言，辐射抽运似乎是不可能的. 因为在多种潜在的波长上(无论是紫外还是近红外)观测到的光子数总是小于 OH 脉泽的光子数. 惟一的例外是远红外波段. 根据 40～150 μm 范围内的连续谱观测发现，在 OH 脉泽源的方向上有超额的 30～50 μm 的发射，从而有人提出这种发射或许可用于 OH 脉泽的抽运. 然而进一步的研究却表明，这种超额的发射仅来自于冷的(大约 30～50 K)的尘埃，它无疑是来自 OH 脉泽源之外的区域，无法提供 OH 所要求的抽运. 因此很长时间的看法认为，星际 OH 脉泽的抽运主要靠碰撞. 此外，人们还发现许多 OH 脉泽位于膨胀的 H Ⅱ 区与中性区的交界区域，因此 OH 脉泽的抽运还可能与激波的作用密切有关.

OH 脉泽的第一个碰撞抽运模型是 Gwinn(1973 年)提出的[1]. 但 Anderson (1984 年)的工作[2]似乎否定了 Gwinn 的最初思想. 由 Johnston(1967 年)首先提出[3]后经 Elitzur(1979 年)修正[4]的电子束(或离子束)流与脉泽分子相互作用的抽运模型也是基于碰撞抽运的，但看来也有一定的困难. 磁流体激波的计算有可能解决这一难题. 它的计算表明，当垂直磁场的激波扫过后，将产生具有较高规则速度的带电粒子流[5]. 这一结果与 Elitzur 模型[4]的要求符合很好.

OH 分子的脉泽在分子天体物理学研究中占有重要地位. 除了亮温高外，由于具有强的偏振使它成为测定星际磁场的重要工

具. 最强的 OH 脉泽跃迁发生在 OH 分子电子基态$^2\Pi_{3/2}$的 Λ 双重性能级的超精细结构间，即大家熟知的 OH 主线 1 665/1 667 MHz 脉泽和辅线 1 720 和 1 612 MHz 脉泽(波长约 18 cm). 以后的探测也表明，OH 分子的微波谱线(不全是脉泽)已经在 OH 的激发温度高达 500 K 的全部$^2\Pi_{3/2}$和$^2\Pi_{1/2}$序列的转动能级上观测到了(如 W3(OH))[6]. Kylafis 和 Norman(1990 年)的计算证明，基态的 OH 脉泽不可能仅由碰撞抽运来达到[7]. 有人提出 $\lambda=18$ cm 的 OH 脉泽可以由 H_2O 分子的光离抽运来实现[8]，但这一机制要求 H_2O 分子的再生成速率大于碰撞的速率，这在实际上是不易达到的. Elitzur(1992 年)也指出，有关 OH 基态主线脉泽的计算要求更多的工作[9]. 首先它的反转涉及到辐射与碰撞速率间的竞争，但关于它们详细的分析还比较少. 第二，在计算中所有包含的成分实际上在晚型星的 OH 脉泽中也同样存在，因此尚不清楚为什么在两种环境下(早期与晚期)OH 主线脉泽的特性(强度和谱线比率)却有如此大的差异. 如果谱线重叠在确定抽运效率上有重要作用的话，那么差别很大的速度场或许是区分上述两种情况的关键. 鉴于后来的实验室研究发现，OH 的碰撞激发具有宇称的倾向性，从而也妨碍了主线脉泽的碰撞抽运. 因此 Deguchi 和 Watson 提出一种辐射抽运的机制，并指出当辐射温度大于运动温度时，OH 主线的反转可以产生[10].

在 Cesaroni 和 Walmsley (1991 年)所做的计算中考虑了碰撞、红外辐射与谱线重叠在 OH 脉泽激发中的综合效应. 他们的结论是：如果在远红外辐射场与谱线重叠间有一个最恰当的配合就可以定性地再产生几乎全部的在 W3(OH)中观测到的包括基态脉泽的 OH 特征[11]. 这个成功曾被认为是 OH 脉泽抽运理论上的一个重要进展. 不久，Pavlakis 和 Kylafis(1996 年)对恒星形成区的 OH 脉泽抽运进行了更系统的研究，计算中引进了 4 种抽运机制：碰撞、局部谱线重叠、非局部谱线重叠和外部红外辐射

场[12a~c]. 他们工作的主要进展在两个方面[13]:(1)他们对具有局部和非局部谱线重叠的脉泽抽运问题在 Sobolev 近似(或 LVG 方法)框架下进行了普遍化的处理*,导出了两种情况下的强度计算表达式,并发现当存在两种谱线重叠时只要 LVG 近似满足这些表达式可适用于任何的温度. (2)他们的模型采用了新计算的准确的 OH 和 H_2 的碰撞速率,并且在计算中第一次区分了正-H_2 和仲-H_2. 用他们模型给出的合理的参数值,可以解释 18 cm 和 6 cm OH 脉泽的一般特征. 此外,他们还提出可以用脉泽的观测来对恒星形成区的一些物理条件进行诊断. 如当空间某个区域 OH 的 1 665 和 1 667 MHz 都被观测到时,应该存在一个远红外的辐射场,密度应小于或等于 $10^6\ cm^{-3}$量级. 很快 Baudry 等(1997 年)又报告了他们对恒星形成区 5 cm OH 脉泽的一个广泛研究[14]. 总之,现在我们可以认为,恒星形成区中 OH 脉泽在 18 cm,6 cm 和 5 cm 上的基本观测特征是可以用同一套合理的参数来解释的[15].

2. 晚型星包层中的 OH 脉泽

曾经有几个模型来解释与晚型星成协的 OH-1 612 MHz 强脉泽以及常常也是重要的 OH-1 665 和 1 667 MHz 的主线脉泽. 如 Elitzur 等曾提出 1 612 MHz 脉泽可能是由拱星尘埃的远红外(35 μm)辐射抽运的[16]. 35 μm 流量密度与脉泽流量密度间的相关支持了这一模型. 来自晚型星的 OH 主线脉泽可能也是通过尘埃的远红外辐射抽运的. 另一种模型则认为,中心星的辐射首先激发 H_2O 分子,接着通过与 OH 谱线频率重叠的 H_2O 分子特定能级间

* 当两条谱线的频率差小于它们的多普勒热宽度时,谱线的重叠是局部的. 此时来自一条谱线的光子可以影响另一条谱线的能级布居;类似地在一个具有速度梯度的介质中,当速度差使一条谱线多普勒位移到另一条谱线位置时,谱线是非局部重叠的. 同样一条谱线的发射也要影响到另一条谱线的能级布居(参看参考资料[12a.]和本书 4.4.5 节).

的跃迁来达到反转 OH 的主线的目的.

关于恒星 OH-1 612 MHz 脉泽的远红外辐射抽运模型，以后又有更详细的进展. 如 Dickinson 在比较了各种类型 OH/IR 星中的脉泽和红外波段发射光子数后得出结论，即由 34.6 μm 和 53.3 μm 引起的内在的抽运效率是类似的，也是和理论模型一致的[17]. Dickinson 还发现，在低的质量损失率，$\dot{m}\leqslant10^{-6}m_{\odot}\ a^{-1}$ 情况下，抽运效率将随 m 而增加. 这是因为抽运光子的吸收是随质量损失率而增加的. 根据已有的观测资料，还可以证明，远红外抽运的考虑将限制脉泽分布在 $\log\dot{m}$-$\log r$ 平面上的一个特定的三角区域内.

长期以来一直认为导致晚型星拱星包层 1 612 MHz OH 脉泽布居反转的机制是辐射抽运. 但这一机制并未得到观测的直接证实. 原因是相关机制的抽运循环谱线都是远红外波段的，由于地球大气的吸收不可能在地面观测到. 1996 年 ISO(红外空间天文台)的发射使直接观测 34.6 μm 和 53.3 μm 等远红外抽运谱线成为可能. 使用 ISO 的短波谱仪(SWS)已经在超巨星 NML Cyg, IRC＋10420, VY CMa 和银心等 OH 脉泽源中探测到了 34.6 μm 的吸收谱线[18~21]. 参考资料[19]还用 ISO 的长波谱仪(LWS)探测到了 98.7, 163.2 和 79.2 μm 等 3 条发射谱线. 和 34.6 μm 吸收谱线一起，这些红外谱线提供了恒星 OH-1 612 MHz 脉泽的辐射抽运循环的第一个直接证据. 接着 Thai-Q-Tung(1998 年)基于一个包括辐射和碰撞的辐射转移模型计算了拱星包层 OH 分子的远红外谱线和脉泽的发射，该远红外模型的结果与 ISO 观测一致，并预言了 53.3 μm 辐射应该在吸收中观测到. 为了更好地理解 OH 脉泽的辐射抽运，图 6.3 展示了 OH 分子的 8 个最低转动态以及相应的远红外辐射抽运循环的各种可能路径. 由该图可见，基态 $^2\Pi_{3/2}$, $J=3/2$ 首先通过吸收一个 34.6 μm 光子激发到 $^2\Pi_{1/2}$, $J=5/2$ 态，接着通过发射一个 98.7 μm 光子优先辐射衰变

到$^2\Pi_{1/2}$，$J=3/2$ 态，然后再通过发射 163.1 μm 光子衰变到$^2\Pi_{1/2}$，$J=1/2$ 态，最后经 79.2 μm 发射回到$^2\Pi_{3/2}$，$J=3/2$ 基态. 类似地通过吸收 53.3 μm 的光子激发到$^2\Pi_{1/2}$，$J=3/2$ 态，也可完成这一脉泽循环. 如果指向基态或者从基态出来的跃迁(即 34.6，53.3，79.2 μm)是光学厚的，而激发态之间的跃迁是光学薄的(如 98.7，163.1 μm)，则基态($^2\Pi_{3/2}$，$J=3/2$) $F=1/F=2$ 的反转将可出现，并导致 OH -1 612 MHz 的脉泽[19].

在晚型星中 OH 主线脉泽的研究相对辅线而言尚未引起很大的兴趣. 这种情况应有所改变. 由于河外超脉泽与主线脉泽有类似的抽运机制，因此晚型星 1 665/1 667 MHz 脉泽抽运的研究将可提供超脉泽运行的重要线索. Collison 和 Nedoluha 完成了光学厚 OH/IR 星的基态主线 OH 脉泽的详细计算. 在他们的模型中除了包括远红外谱线重叠、碰撞激发和尘埃的远红外抽运等效应外，还调查了近红外谱线重叠的影响，同样证明与一个强的 H_2O 分子跃迁重叠是可能的[22].

在晚型星中对 OH 激发态脉泽进行更多的观测和研究也是很有意义的，因为它将有利于建立 OH 基态和激发态间的相互关系. 而相对讲，OH 基态脉泽的抽运框架是建立得比较好的.

6.3.2 H_2O 脉泽

1. 恒星形成区的 H_2O 脉泽

对于 H_2O 脉泽即使是 100%的效率辐射抽运机制也是应排除的. 这是因为在恒星形成区观测到的红外光子数远少于 H_2O 脉泽发射的光子数. 在本书 4.4.4 节中曾提到过，Strelnitskij(1984 年)对星际 H_2O 脉泽的各种可能抽运模型作过一个完整的说明[23]. 但是这些模型都有一个共同的缺点就是它们的抽运能力还没有强到能使脉泽光子的发射率达到与观测相符的要求. 并且和星际 OH 脉泽相比，星际 H_2O 脉泽的光子发射率更高，离中心星

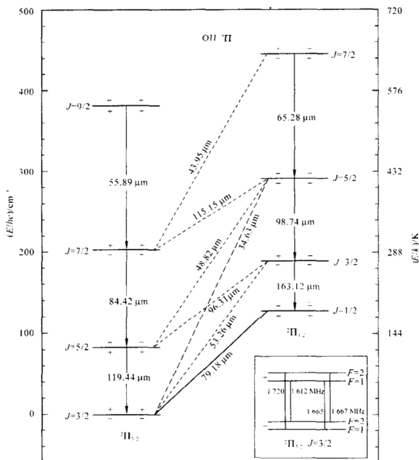


图 6.3 8 个最低的 OH 转动态和红外跃迁. 右下图是 OH 基态($^2\Pi_{3/2}$,$J=3/2$)上的脉泽跃迁

更远，因此辐射抽运几乎是不可能的. 然而与 H_2 分子的碰撞抽运却有可能反转 H_2O 的 22 GHz 跃迁[24,25]. 不过，Kalafis(1991年)认为，一般的碰撞抽运只可以解释中等和低功率的 H_2O 脉泽源，但无法解释非常强的 H_2O 脉泽(如 W49 和 W51)的激发. 原因是激发强脉泽所要求的密度太高以致引起分子的热化[6]. 为了克服这一困难，Strelnitskij 曾首先提出，如果 H_2O 分子与两种不

同温度的粒子(如低温的 H_2 和高温的电子)碰撞则有可能克服以前模型的缺陷[23]. Kalafis 的进一步研究则指出，这种环境只可能在 MHD 激波的前沿区中存在[26].因为当强磁激波的速度小于离子的磁声速时,磁声速将在激波前产生磁前沿区,在这个区中带电粒子会被加热到很高的温度. 这样,通过带电粒子与中性粒子间的动量耦合,可把激波能量传给致密的分子气体. 分子再通过辐射达到冷却,同时激发 H_2O 的脉泽发射.由这种 MHD 模型算出的 H_2O 脉泽的光子发射率为

$$\Phi(H_2O)=2\times10^{49}\left(\frac{L}{10^{14}\text{cm}}\right)^3 \text{光子数/秒}$$

其中 L 为磁前沿区长度,计算表明 $L\propto B^2/n_H^2$. B 为磁感应强度，n_H 为氢原子密度.在足够强的磁场下,可以期望得到足够高的光子发射率.这个模型最吸引人的地方在于它提出了一个完全偏离热平衡的区域,在这个有磁场的区域中,粒子不会很快地热化. 可是这种模型要求很高的磁场来升高电子的能量. 此外,由于后来计算出的碰撞速率与旧的不同，上述的模型很可能需要暂时放弃. Anderson 和 Watson 就曾证明用新的速率系数，H_2O 分子能级的反转不能发生[27]. 总之这一模型还有待进一步的研究 .

激波环境对于 H_2O 脉泽的激发无疑是极端重要的. 除了上述模型外，人们还提出了许多不同激波速度和波前密度的激波激发模型[24,28,29].特别是近十多年来,在 OB 星形成区中发现大部分强的星际 H_2O 脉泽源都具有高速的特征,并与分子外向流紧密成协，这就意味着恒星形成区中的 H_2O 脉泽很可能是由来自中心年轻星的高度超声的质量外流与周围分子云中的团块或不均匀物质相互作用产生和抽运的. Felli 等人的统计表明[30]，H_2O 脉泽发射的积分光度正比于 CO 外向流的力学光度,有力支持了上述观点.

其它可能的抽运机制,有 Varshalovich 等人提出的 H_2 和

H_2O 碰撞交换振动能量的抽运模型[31]以及 Elitzur 等人提出的纵横比非常大(10≤柱长/柱直径≤100)的长柱形脉泽模型[24]等. 我们知道,在分子云激波后的加热与冷却模型中,由于 H_2 分子在颗粒上再形成将出现一个等温的平台(详见 § 5.6),此时 H_2O 脉泽也形成. 同时,由于激波的关系将产生长纤维状的或者盘形的脉泽. 也有的作者认为:长柱形脉泽模型有点困难,因为很难想像在恒星形成区有如此长的和窄的结构[13]. 所有以往的 H_2O 脉泽模型计算,不仅涉及到 22 GHz(1.3 cm)的 H_2O 脉泽跃迁,还包括了新发现的 3 种 mm 波的[32]和 3 种 sub-mm 波的 H_2O 脉泽跃迁[33]. 它们不仅解释了不少观测到的 H_2O 脉泽谱线的抽运,而且还预示了更多的脉泽跃迁可能发生[13](参看下一节 H_2O 的亚毫米波脉泽).

在 § 6.2 中我们曾提到星际 H_2O 和 OH 脉泽通常发生在恒星形成区的不同区域. 但少数情况下它们也可以在空间上又彼此非常地接近(见 § 6.2 参考资料[9～11]). 因此在 H_2O 和 OH 分子的空间重合区域,OH 分子很可能由 H_2O 分子通过星际紫外辐射场的光离产生(见 § 6.2 参考资料[11]). 基于这种考虑,刘等人提出了一种新的星际 H_2O 和 OH 脉泽的联合抽运机制,它适于有强的紫外辐射,H_2O 和 OH 共存的大质量年轻星形成环境[34,35]. 该模型认为,H_2O 分子首先吸收新形成 O-B 星的紫外光子从低能态激发到较高的能态,接着由于 H_2O 分子的选择性预离解,优先布居了 H_2O 的 6_{16}, 5_{15}, 4_{14}和 3_{13}等能态,结果造成了 $6_{16}\rightarrow5_{23}$, $5_{15}\rightarrow4_{22}$, $4_{14}\rightarrow3_{21}$和 $3_{13}\rightarrow2_{20}$等能态间的脉泽跃迁. 该模型提出 H_2O 对紫外辐射的吸收应是弥散性的宽带连续吸收,从而解决了紫外抽运模型中光子数不足的困难. 该模型还论证了在大多数情况下,H_2O 分子光解的结果将产生 OH 分子. 根据 Andresen 等人的理论,H_2O 离解后的产物 OH 将优先布居 Λ 双重能级的上能级,从而形成 OH 脉泽[36]. 以后由于 OH 与 H_2 分子的碰撞,OH 消灭,

H_2O 分子再生.该模型详细计算了维持 H_2O 和 OH 分子数稳定和 H_2O 和 OH 脉泽循环所需要的物理条件.

2. 晚型星包层中的 H_2O 脉泽

通常认为恒星 H_2O 脉泽是碰撞抽运的.不过由于缺乏碰撞截面的知识,这种抽运机制的效率是不大清楚的.利用后来得到的 H_2O 分子和其它中性粒子详细的碰撞截面,Cooke 和 Elitzur 完成了晚型星 H_2O 脉泽的模型计算[37].采用新的碰撞截面,Palma 等人也得到了类似的结果[38].这些计算证明了 Deguchi 较早提出的转动碰撞激发的结论.由观测得到的 H_2O 脉泽光度以及脉泽区的尺度与晚型星的质量流失率的关系,都是与上述的理论结果一致的.晚型星包层中的 H_2O 脉泽的激发和 SiO 脉泽类似,也要受到晚型星(如 M 型的 Mira 变星)脉动的影响,因此将拱星脉泽发射模型与流体力学脉动模型结合将会相当好地说明现有的一些观测资料[39].在恒星 SiO 脉泽和第八章中还会涉及这个问题.

3. H_2O 的亚毫米波脉泽

一直到 1989 年,由地面观测到的 H_2O 脉泽都是来自 H_2O 的转动能级 $6_{16}\rightarrow5_{23}$,频率为 22 GHz 的跃迁. 1990 年以来又证认了许多新的 H_2O 脉泽跃迁,除了 $3_{13}-2_{20}$, v_2 $4_{40}-5_{33}$和 v_2 $5_{50}-6_{43}$的毫米波跃迁外,其它均为亚毫米波跃迁,如 $10_{29}-9_{36}$,$\nu=321$ GHz 和 $5_{15}-4_{22}$, $\nu=325$ GHz 等的跃迁(详见表 6.1).这些新的脉泽,如 H_2O 的 321 和 325 GHz 的跃迁都是来自高于基态,等效激发温度接近 2 000 K 的能级,因此对它们的激发将要求一个更热的(大于 1 000 K)的物理环境. Neufeld 和 Melnick 采用逃逸概率方法计算了 349 个正-H_2O 和仲-H_2O 的转动能级在多种物理条件下的平衡布居分布.这些条件包括气体温度、密度、辐射场以及 H_2O 的丰度等[32].结果表明,在合适的条件下,H_2O 的(400 K)碰撞激发可以得到 H_2O 的 7 个 cm 的、mm 的和 sub-mm 波的脉泽跃迁.更高的气体温度(1 000 K)则可获得 22 个 cm 的、mm 的和 sub-

mm 波的脉泽跃迁. 包括 22 GHz H_2O 脉泽在内,已有 10 个 H_2O 跃迁观测到了脉泽发射(见表 6.1).

6.3.3 SiO 脉泽

1. 晚型星包层中的 SiO 脉泽

SiO 脉泽最早是在恒星形成区 Orion KL 中发现的,但后来的大量观测表明,几乎所有的 SiO 脉泽都来自晚型星(主要指富氧的 AGB 星)的拱包层. 已经在 $v=0,1,2,3,4$(涉及的最高转动跃迁是 $J=8\to7$, 详见表 6.3)等振动态上探测到了 SiO 脉泽. 其中最强的是 $v=1$ 和 2 振动态上的脉泽. SiO 脉泽是离恒星光球最近的脉泽. 近年来高分辨率的 VLBA 和 VLBI 观测证明,SiO 脉泽分布在离星大约 3 个恒星半径内的环带中[40~42]. 因此它示踪了晚型星包层中最致密、最热和能量最强的区域.

最早由 Kwan 和 Scoville 提出的 SiO 脉泽抽运机制可以解释 SiO 分子第一振动激发态转动跃迁的脉泽发射[43]. 相应的脉泽能级主要是靠高振动态的激发,接着通过辐射衰变布居的. 此时如果由高振动能级到脉泽能级的辐射是光学薄的, 而从脉泽能级到低振动能级是光学厚的, 则布居反转可以实现(详见 § 4.4 的分析). 然而这种模型只能得到一个振动能级上的脉泽能级反转,并且该脉泽发射只产生于一个给定的气体分布均匀的体积内. SiO 脉泽的 VLBI 观测曾显示, 其 $v=1$ 和 $v=2$ 的一些脉泽源斑可能来自同一区域. 为此,Elitzur 提出了一个涉及碰撞激发和辐射去激发的 SiO 抽运模型,它可以在多于一个振动能级上产生脉泽作用, 但这一机制必须工作在紧靠中心星的高密度区域[44]. 最近 Desmurs 等人(2000 年)的更高分辨率(0.5 毫角秒) 的 VLBA 观测则表明,SiO 的 $v=1$ 和 $v=2$ 脉泽实际产生于不同的区域,$v=2$ 更靠近恒星,二者约相距 1～2 个毫角秒. 他们认为辐射抽运对于解释观测到的环形分布和切向分布可能是更有利的[42]. 最近姜

(2002 年)的研究揭示,SiO 脉泽发射与中远红外波段的连续辐射明显相关,同样支持了 SiO 脉泽的辐射抽运机制[45].

对与晚型星成协的 SiO 脉泽时变的长期监测显示,许多源中 SiO 脉泽强度的变化与可见光的光变有关,但在大多数情况下 SiO 发射要落后可见光最强值大约 0.2 个相位. SiO 脉泽的这一性质与恒星光子的辐射抽运模型有矛盾. 然而 SiO 脉泽与红外辐射的时变却明显一致,它说明晚型星的红外发射和 SiO 脉泽应起源于恒星外相同的沿伸的大气区域[9]. 如 Bujarrabal 等比较了一些星的整个的 SiO 和红外的发射,发现它们之间非常紧密地相关[46]. 这一结果支持了辐射抽运的看法. 不过,后来的更多样本的调查却发现这种相关是弱的[47]. 看来要在观测上详细比较这两种抽运的作用还是有一定的困难的.

前面提到,SiO 脉泽的高激发条件和高空间分辨率的 VLBI 观测证明, SiO 脉泽发射区处在恒星附近大约 3 个恒星半径内. 这样,它受恒星脉动的影响要比恒星 H_2O 脉泽强烈得多. 如在 43 GHz 的 SiO 脉泽环中已经探测到因脉动引起的环的膨胀和收缩[48]. 因此严格讲,在建立 SiO 脉泽模型时还应考虑流体力学脉动对 SiO 脉泽壳层物理条件和脉泽谱形态的影响[49,39]. 总之 SiO 脉泽发射区物理结构的复杂性给 SiO 脉泽的详细研究带来了很多困难, 但 SiO 脉泽却提供了我们研究晚型星附近这一复杂和十分有兴趣环境的有力手段.

2. 恒星形成区的 SiO 脉泽

虽然多次在恒星形成区中搜寻 SiO 脉泽,但一直到 1986 年,除了 Orion KL 星云外, 所有 SiO 脉泽都是在晚型星的拱星包层中观测到的. 以后虽在在 Sgr B2 和 W 51 等恒星形成区中也发现了 SiO 脉泽, 但是与晚型星相比,恒星形成区中的 SiO 脉泽仍然是罕见的. 已经有一些模型来探讨 Orion KL 中产生 SiO 脉泽所要求的物理条件[50,51]. Plambeck 等在 $v=1, J=2-1$ 上对 Orion

SiO 脉泽进行了高分辨率的干涉仪成图观测，发现利用一个膨胀的转动的拱星盘模型可以很好地解释观测到的 SiO 脉泽的空间分布、运动学和独特的双峰谱[52]. 此外，通过对 Orion KL — IRC2 3 年(1995 — 1998 年)的跟踪观测，探测到了 SiO $v=2$ $J=2-1$ 脉泽谱线强度和谱线轮廓的激烈变化[53]. 由于这一发射来自 SiO 的振动激发态，因此它示踪了恒星形成区更高能量和更高密度的区域，同时也是双极外流产生激波的区域. SiO 脉泽的激烈时变则可能起因于该处的一个年轻恒星天体双极外流的变化. 在银心附近的 Sgr B2 分子云，曾经观测到过 SiO 的 $v=1$ 和 $v=2$ 脉泽，然而，后来测到脉泽与开始的相比已经弱了 5 倍. 对于 W 51 中的 SiO 脉泽，则尽管从 1986—1989 年，一直在搜寻它的 $v=1,2$ 和 3，$J=1-0$ 的发射，但只探测到 $v=2$ 的. 可见与晚型星情况不同，在恒星形成区中运转 SiO 脉泽所要求的条件不是常发生的. 而且对每一个探测到的源讲，都可提出一套自身独有的特性来. 因此进一步研究恒星形成区的 SiO 脉泽将有助于阐明恒星形成环境的多样性.

6.3.4 CH_3OH 脉泽

前面曾介绍过甲醇分子是目前观测到的谱线最丰富的分子. 例如在 834 MHz～350 GMz 频段内就发现了 200 多条甲醇的谱线. 其中 20 多条谱线具有脉泽的性质(尚未计入甲醇脉泽的 $J_2-J_1(J=2,3,\cdots)$ E 和 $J_0-J_{-1}(J=2-8)$ E 的系列谱线数). 强的 CH_3OH 脉泽与恒星形成区密切有关. 所有的 CH_3OH 脉泽均可归为两大类型(见表 6.4)，即 Ⅰ 型的 CH_3OH 脉泽和 Ⅱ 型的 CH_3OH 脉泽. Ⅰ 型的 CH_3OH 脉泽主要指 25 GHz 上的 $J_2\rightarrow J_1$ 的发射以及一些毫米波的跃迁. Ⅱ 型的 CH_3OH 脉泽则主要指 12 GHz 上的 $2_0\rightarrow 3_{-1}$的 E 跃迁和极强的、分布广的 6.6 GHz 上的 $5_1\rightarrow 6_0A^+$ 跃迁以及指向一些源的一批其它的较高频率的谱线. 在许多 Ⅰ 型

CH_3OH 脉泽中有 12 GHz 和 6.6 GHz 加强的吸收特征，而在一些Ⅱ型的 CH_3OH 脉泽中则存在 25 GHz 的吸收特征. 无论哪一种类型的 CH_3OH 脉泽，有关它们的抽运机制仍缺乏非常详细的工作. 属于定性的讨论较多.

Ⅰ型 CH_3OH 脉泽的一个突出特点是不同脉泽跃迁间的谱型十分相似. 如图 6.4 所示. 它暗示在Ⅰ型的 CH_3OH 脉泽中所有的脉泽跃迁可能都是因同样的机制反转的[54].

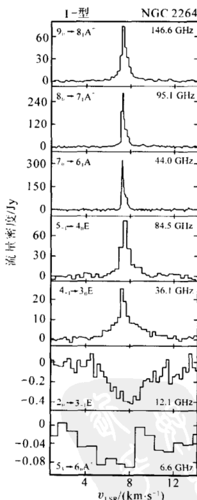


图 6.4　在Ⅰ型源中观测到的各种Ⅰ型的 CH_3OH 脉泽谱线[54]

通常认为碰撞抽运机制可以反转观测到的Ⅰ型脉泽中的 E-型跃迁[55]. 这可通过分析图 6.5 得以解释. 图 6.5 展示了甲醇分子 E-型跃迁和Ⅰ型的 CH_3OH 脉泽的部分能级结构[56]. 图的左方是 E-型 CH_3OH 的几个低转动能级. 由图可见甲醇分子的基态是 $J=1$，$K=-1$ 能级. 整个能级分布的结构像个漏斗形. 由于甲醇分子碰撞跃迁的倾向是趋向那些和初始态有相同 K 值的末态. 这样在中等温度下碰撞的结果将趋于过剩布居 $K=-1$ 能级，进而 $K=0$ 能级. 这样，就可导致Ⅰ型 CH_3OH 脉泽中的 $5_{-1} \to 4_0$，$4_{-1} \to 3_0$ 等 E-型发射（见图 6.5 的右图，它相当于左图中虚线框起来的部分）以及 $7_0 \to 6_1$ 和 $8_0 \to 7_1$ 的 A^+ 发射. 对于 $2_0 \to 3_{-1}$ 以及 $5_1 \to 6_0$

（在Ⅱ类源中属最强的 CH_3OH 脉泽）则是反-反转的，故在Ⅰ型甲醇源中观测到了 12.2 GHz 和 6.6 GHz 的吸收（见图 6.4）。这种

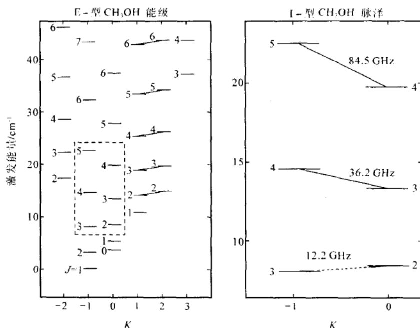


图 6.5　甲醇分子 E-型跃迁的一些低转动能级[56]

机制虽不能直接解释 25 GHz 的 $J_2 \to J_1$ E 型脉泽发射，但是可以利用 $|\Delta K|=3$（大约 1/10 的 $|\Delta K|=0$ 的碰撞速率）的跃迁转移 $K=-1$ 的布居至 $K=2$，从而引起 $J=2$ 相对 $J=1$ 的过剩布居[55]。Ⅰ型 CH_3OH 脉泽的碰撞抽运机制不需要紧靠脉泽源附近有外部能源存在。这正好与观测到的Ⅰ型 CH_3OH 脉泽源都远离已知的红外源或 HⅡ 区自恰。对 Orion-KL 区进行的 25 GHz，$J_2 \to J_1$ 脉泽的 VLA 观测也揭示，这些脉泽常位于高速外向流与周围致密气体的交界面上[57]。另外一些作者发现Ⅰ型甲醇脉泽的某些跃迁可以在统计平衡的计算中得到反转[58~60]。在这些模型中采用了 LVG 方法，除碰撞外还研究了外部辐射场以及源区物理条件对脉

泽形成的影响.

对于Ⅱ型甲醇跃迁的反转机制不如上面提到的Ⅰ型机制那么易于理解. Ⅱ型甲醇脉泽中 6.6 GHz 和 12.2 GHz 脉泽的高光度意味着在这些源中甲醇的丰度应该是相当高的[9]. 鉴于Ⅱ型 CH_3OH 脉泽和星际 OH 脉泽,无论是基态还是激发态总是密切相关的,因此Ⅱ型 CH_3OH 脉泽和星际 OH 脉泽的形成应该要求接近的物理条件. 如澳大利亚综合阵对 6.6 GHz 和 12.2 GHz 甲醇脉泽的观测揭示, 在一些情况下,两种脉泽斑的空间位置在 20 毫角秒的范围内重合. VLBI 的观测更表明两种源斑可在几个毫角秒内位置重合, 视向速度也重合到测量的不确定性范围内. 它意味 6.6 GHz 和 12.2 GHz 脉泽可能是由一个物理上的脉泽斑所产生的两个不同跃迁的脉泽发射, 从而对脉泽的抽运机制提出了强的约束[61]. 类似Ⅰ型 CH_3OH 脉泽,上世纪 90 年代以来又有不少作者在 LVG 模型框架下对Ⅱ型 CH_3OH 脉泽进行了详细的统计平衡模型计算[62~65]. 如参考资料[62]研究表明, Ⅰ型 CH_3OH 脉泽可以由低频上的碰撞激发接着自发衰变引起(此时要求上能态的 A 系数大); 而Ⅱ型 CH_3OH 脉泽是在连续辐射源的等效亮温度高于气体温度时出现,并建立一个Ⅰ型谱的吸收. 参考资料[63]的计算结果表明,当分子云的背景具有明亮的 HⅡ 区 时, 12.2 GHz脉泽可以产生. 参考文献[64]则发现温度高于 150 K 热尘埃层的辐射激发在Ⅱ型 CH_3OH 的 $2_0 \rightarrow 3_{-1}$ 的抽运中有重要作用. 参考资料[65]的 LVG 模型计算解释了Ⅱ型 6.7 GHz 甲醇脉泽的 10^{12}K 的观测强度,并发现 6.7 GHz 上的脉泽强度与作为背景的 UC-HⅡ 区电离气体的热韧致辐射有关. 此外,郑和凌(1997年)以脉泽光子发射率以及辐射亮温度作为辐射抽运的两个约束条件,研究了Ⅱ型甲醇脉泽的可能激发机制. 他们认为热辐射亮温度为 100 K,红外光子发射率为 10^{53}光子/秒的红外辐射体很可能是Ⅱ型甲醇脉泽的抽运源[62].

至此，我们已经介绍了天文上4种最重要脉泽——OH，H_2O，SiO和CH_3OH脉泽的主要激发机制．研究它们是了解分子云和拱星分子包层物理条件以及中心星演化特征的重要手段．但是迄今为止对天文上观测到的这种超强的窄谱线几乎都是用具有粒子数反转的受激辐射放大理论来解释的．然而，实际上有不少问题并未圆满解决．用脉泽来解释要求某种抽运源以造成能级布居的反转，并提供能量，这里尚有不少的困难[56]．1989年以来陆续有人在理论上分析了造成"无反转受激辐射放大"的可能性和种种方案[67~69]，自此无粒子反转激光（和脉泽）问题引起了人们的极大的兴趣与关注，至今发表的相关论文（几乎都是关于无粒子反转激光的）已有100多篇．刘和孙（1997年）第一次将这一机制用于天体脉泽源[70]．以后又陆续发表多篇相关论文．他们运用近些年来物理上发展的几种无粒子数反转激光（脉泽）的理论方案和密度矩阵方法，分别解释了天体Ⅱ型甲醇脉泽中的6.7 GHz[70,71]，107 GHz[72]和J_0-J_{-1} E的系列谱线[73]．所采用的理论框架分别是相干抽运的A型能级系统，带相干泵浦的梯型三能级系统和带相干泵浦的V-型三能级系统．利用他们的无反转脉泽模型还可说明甲醇脉泽某些频率谱线间的相关性和强度变化的规律[73]．最近Sorokin和Głownia（2002年）又第一次用无粒子反转激光理论解释了某些天体（如红化的早型星以及共生星）的光学和/或远紫外中的强的、窄带的谱线发射[74]．所有这些都暗示无粒子数反转激光（脉泽）机制将在天体物理中有好的发展前景．

6.3.5 NH_3脉泽

NH_3的抽运是一个困难的问题．除了NH_3的$(J,K)=(3,3)$和$(5,5)$外，所有的NH_3脉泽都发生在非亚稳的态中．这样的态将趋于辐射衰变到到相应的K-阶梯的亚稳能级．但如何在高于1 000 K的短寿命的能级上保持足够的能级布居数是不清楚的．同

样的迷惑还在于在 NH_3 中为什么一定的跃迁可反转,而别的跃迁又不行[9]. 曾经有两个独立的研究探讨过 NH_3 脉泽的红外振动激发的重要性[75,76],但是详细的计算尚未提出. 由已有的观测资料看,NH_3(3, 3)脉泽是由恒星形成区中的激波所引起,并且它很可能指示了分子外向流(或喷流)与周围介质撞击的位置[77]. 因此 NH_3 脉泽的激发很可能与它所处的动力学环境有关.

6.3.6 河外超脉泽

在许多河外星系中已经观测到了分子 OH, H_2O, H_2CO 和 CH 等的超脉泽. 6.2.3 节介绍了河外超脉泽的分类、观测特性,现在讨论它们的抽运机制. 各类河外超脉泽的特征和分子气体的密度以及抽运条件有关. 而这些条件又很强地依赖于河外星系核活动的演化阶段. 如人们认为出现 OH 超脉泽的星系可能处于活动星系核演化的极早期. 对于河外 OH 和 H_2O 超脉泽的物理学,相对讲可以较好地理解, 这是因为在一大批源中这些脉泽很强以至可以进行干涉仪的研究. 表 6.8 列出了上述 4 种河外超脉泽的源数、视增益和抽运源(注:源数指截至到 1992 年的). 本节主要介绍与 OH 以及 H_2O 超脉泽抽运有关的问题.

表 6.8 河外超脉泽的特征[77]

	源 数	视增益	抽运源
OH	53	0.05 ~ 3.4	红外
H_2O	9	7 或更大	碰撞/激波
H_2CO	9	0.006 ~ 0.02	射电
CH	9	0.001	碰撞/红外+射电

1. 河外 OH 超脉泽

由表 6.8 可见, OH 和 H_2O 的河外超脉泽有相对高的视增益,因此对于 H_2O 和 OH, 它们的抽运过程是非常有效的. 为了

运转河外超脉泽,要求分子气体有足够的柱密度,而它的气体密度又是脉泽运转所能允许的. OH 分子超脉泽的发射模型最早是由 Bann 和 Haschick[78]以及 Bann[79]提出的.他们的模型认为,河外 OH 超脉泽是插入的分子材料对星系核射电连续辐射的低增益的非饱和放大.例如在 IC4553 中,射电连续辐射的强度与 OH 超脉泽的强度是可比拟的,而放大因子 e^{τ} 仅大约为 2,相应的增益 $\tau=0.7$. 对少数源,如 Arp220,Mrk273,IRAS17208-0014,NGC3690 和 Ⅲ Z W3S 等的 VLA 或 MELIN 的观测也表明,虽然它们的 OH 脉泽致密分量尚未分辨,但可以发现它们与射电连续辐射区在空间上是重叠的[80].至于 OH 超脉泽的抽运能量和晚型星类似,均来自星系中尘埃的红外辐射(这个尘埃吸收了来自星系活动区的紫外辐射再在红外上发射). 这一点已由星系的 OH 脉泽光度与远红外光度间的紧密相关所证实. 事实上,超脉泽星系大多是极端强的红外发射天体. 其红外光度超过 $10^{11}L_{\odot}$. Martin 等人和 Bann 首先注意到了在它们的 OH 和 IR 光度间存在二次方的关系[81,82]. 以后的观测结果也接近这一关系(注:近年来利用大的 OH 超脉泽样本重新考察了这一关系,得到 $L_{OH}\propto L_{IR}^{1.4}$和 $L_{OH}\propto L_{FIR}^{1.2\pm0.1}$,详见 6.2.3 节). 在这种情况下,放大的光学深度和射电连续谱流量都随远红外流量而变化. 由于 OH 的主要抽运谱线是 35 μm 和 53 μm 的远红外辐射,因此 IRAS 的 60 μm 光度可以作为这种抽运机制的反映. OH 超脉泽源的 OH 和 60 μm 的光度的二次方关系也已经得到[77].

目前已经提出了多种 OH 脉泽和超脉泽的红外抽运模型. 反转基态的 OH 要求的密度在 $10^{2\sim4}cm^{-3}$至 $10^{6.5\sim8}cm^{-3}$间.如果采用最新的碰撞速率,OH 反转将在相对高的密度($\geqslant10^{5}cm^{-3}$)条件下得到. 这样基于抽运的考虑,具有强脉泽发射的 OH 分子可以作为星系中较高气体密度成分的探针.此外,低增益放大的模型要求在射电星系核的前方有相对高的分子柱密度,这样所有 OH 超

脉泽的支配取向将是沿星系核盘面的. 参考资料[83] 基于与河内脉泽相似的考虑，提出 OH 河外超脉泽是由许多非饱和的子源所组成. 并认为观测到的超脉泽主要来自那些与河外射电核方向重叠的那部分子源. 由此模型可以估算超脉泽星系致密射电核的尺度，连续谱的亮温度以及脉泽源距星系核的最小非饱和距离.

2. H_2O 的河外超脉泽

河外的 H_2O 脉泽源可以分成两大类. 一类类似于银河系恒星形成区中的脉泽，一类即通常所谓的 H_2O 的河外超脉泽. 和第一类的 H_2O 脉泽不同，前者产生在邻近星系(距离约小于 3 Mpc)核区的外面，而 H_2O 的河外超脉泽则发生在较远星系(距离远至 100 Mpc)核区的上方. 利用 VLBI 观测，许多延伸的射电结构得以分辨. 如对 NGC3079，M33/IC 133 等的 VLBI 研究表明，河外超 H_2O 脉泽谱是由多重的脉泽特征构成的. 单个 H_2O 超脉泽特征的线宽约 5 $km \cdot s^{-1}$，而 H_2O 发射的整个速度范围则最大可高达 1 000 $km \cdot s^{-1}$. 对河外 H_2O 超脉泽源的 VLBI 成图观测表明，脉泽辐射的大部分来自一个尺度为 0.1～1 pc 的旋转的拱核盘[84]. 因此一种看法认为，H_2O 的河外超脉泽来自质量外流中心附近的非常致密的分子气体团块. 与银河系恒星形成区的 H_2O 脉泽类似，认为 H_2O 的河外超脉泽也是因强的外向流与周围介质的相互作用产生的，只是在河外超脉泽情况下，质量外流(星风)起源于星系核，而不是年轻星. 在一些超脉泽源的激波作用区中碰撞抽运的存在提供了必要的 H_2O 分子的反转. 总之，强的河外 H_2O 超脉泽与星系核的活动密切有关，而这个核应该是由高度集中的年轻星所组成.

关于河外 H_2O 超脉泽发射的输入源有两种看法. 一种看法认为，H_2O 的河外超脉泽和 OH 的河外超脉泽类似，它们起因于前景反转分子气体(指分子能级布居数反转)对背景射电连续源的低增益的不饱和放大[79]. 尽管脉泽发射与背景射电辐射的重叠对于

河外源的单个脉泽分量的证实还需要更多的更高分辨率的观测，但是在一个窄的角锥里由前景气体放大的观点仍然是可行的[85].至于前景反转分子气体的形成则取决于导致它本身能级布居数反转的抽云机构. H_2O 的河外超脉泽谱线宽度和速度特征的时变是和前景分子材料的碰撞激波抽运以及不饱和脉泽放大一致的[77].对脉泽输入源的另一种看法则认为，H_2O 的河外超脉泽起因于前景反转分子气体对背景脉泽辐射的放大. 这两种放大情况都要求反转气体云的叠加和背景辐射源的存在. 在 NGC4258 所观测到的系统和高速特征上的脉泽辐射表明，上述两种放大都是存在的.在中心系统速度上，脉泽谱征强，脉泽辐射是多重反转区域放大星系核的连续辐射的结果. 而在分子环的切线部分，多重反转分子区可以提供有效的增益长度，从而产生一些窄的和弱的高速谱征[84](参看本书图 6.2).

以上我们详细介绍了各种天体脉泽辐射和抽运理论的研究进展. 但是总的来说，对于强的天体脉泽，包括河外超脉泽在内仍然缺乏完美的理论模型和详细的定量计算. 但是可以相信，这种伴随着巨大能量发射的现象是与恒星演化早、晚期中的能量交换过程密切相关的. 强烈的脉泽发射正是星际分子在这种能量交换中发挥作用的结果. 有关天体脉泽的进一步工作，在观测上需要更多诸如 VLBA 以及空间 VLBI 等高分辨率的脉泽成图观测，在理论上则需要更系统地研究碰撞、辐射、谱线重叠以及各种动力学效应，如激波等在脉泽抽运中的作用.

§6.4　天体脉泽源的应用(略)

通过本章前面各节和后面两章("分子云和恒星形成"以及"晚期演化星拱星包层的分子发射")的学习，我们可以看到天体脉泽源是天体演化和许多重要天文现象和环境的指示器. 如：它是恒星

演化各种不同阶段的路标；是恒星形成区的探针；是年轻恒星天体以及晚期演化星包层物理结构和运动学的示踪器；是年轻星质量外流重要表现形式之一；是探寻宇宙中大质量黑洞的重要手段也是确定天体磁场的极好的方法.

此外，天体脉泽还提供了一种非常强的，且准直性很高的辐射波束. 结合近年来发展的各种技术，天体脉泽源成为了一个很好的天文学工具. 如：

(1)通过星际 H_2O 脉泽多历元的 VLBI 观测可以得到脉泽源斑的视向速度和自行，再利用统计视差或运动学距离的方法导出银河系恒星形成区中的源距离. 对于晚期演化星，可以利用其 OH-1 612 MHz 脉泽双峰谱的速度间隔导出源的视向速度，再结合运动学距离方法得到源距离. 也可利用 OH-1 612 双峰谱变化的相位延迟，先确定 OH 膨胀壳层大小，再用干涉测量得到的角大小最后导出源的距离. 总之利用上述方法可望得到一大批源的距离和速度，将它们拟合到银河系的较差转动模型中，还可以得到更为准确的银河系转动模型的参数.

(2)天体脉泽的另一重要应用是研究星际的散射. 在星际介质中传播的射电辐射将受到星际等离子体的散射. 这种散射由于星际介质中自由电子密度的大尺度波动从而产生了衍射和折射效应. 而脉泽源斑可以提供适于观测这种散射效应的致密的输入源. 所测的这一散射效应将给出自由电子密度波动的幂律谱信息.

(3) 利用天体脉泽源极小和极亮的特点以及近代射电天文干涉仪提供的空前的分辨率，天体脉泽已成为研究天空小尺度源结构的惟一的手段. 如：星系 NGC 4258 H_2O 脉泽的亚毫角秒 VLBI 成像就揭示，脉泽源处在一个围绕中心黑洞的薄盘中，这是人们第一次看到的离一个 AGN 黑洞仅 0.2 pc 距离上的结构(参看 6.2.3 节). 利用 H_2O 脉泽的成图观测还可清楚地示踪大质量星形成

区中因高速(约 1 000 km・s^{-1})喷流驱动,又被激波压缩的壳层表面.

总之,天体脉泽源在天文学中应用十分广泛. 有关天体脉泽应用的进一步细节,有兴趣的读者可参看 Elitzor 所写的专著:《Astronomical Masers》[1]和参考资料[2]和[3]等.

参 考 资 料

§ 6.1

[1] Elitzur M. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 127.

[2] Wilner D J, Lay O P. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV. Tucson: University of Arizona Press, 2000. 509.

3. Elitzur M. Astrophysical Masers. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1992.

[4] Melnick G J. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 41.

[5] 蒋栋荣. 天文学进展, 1995, 13(1): 21.

[6] Reid M J, Moran J M. Ann Rev A&A, 1981, 19: 231.

[7] Moran J M. In: Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics; a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 397.

[8] Cohen R J, Masheder M R W, Walker R N F, MNRAS, 1991, 250: 611.

[9] Baudry A, Desmurs J F, Wilson T L, et al. A&A, 1997, 325: 255.

[10] Manson L E, Clark W W, de Lucia F C, et al. Phys Rev A, 1977, 15: 223.

[11] Cho SH, Chung HS, Kim HR, et al. ApJS, 1998, 115: 277.

[12] Gray M D, Ivison R J, Yates J A, et al. MNRAS, 1995, 277: L67.
[13] Gray M D, Humphreys E M L, Yates J A. MNRAS, 1999, 304: 906.
[14] 周昇,刘永翊,吴月芳. 天文学进展, 1997, 15(3): 247.
[15] Slysh V I, Kalenskii S V, Val'tts I E, et al. ApJ, 1997, 478: L37.
[16] Cragg D M, Sobolev A M, Ellingsen S P, et al. MNRAS, 2001, 323: 939.
[17] Kalenskii S V, Slysh V I, Val'Tts I E. IAUS, 2002, 206: 191.
[18] Pei C C, Liu SY, Snyder L E. ApJ, 2000, 530: 800.
[19] Slysh V I, Kalenski S V, Val'tts I E. ApJ, 1995, 442: 668.

§ 6.2

[1] Genzel R. In: Pfenniger D, Bartholdi P, ed. The Galactic Interstellar Medium. Berlin: Springer, 1992. 275.
[2] Menten K M. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 199.
[3] de Buizer J M. In: Mineese V, Reid M. ed. Cosmic Masers: From Proto-Stars to Black Holes. IAU Symp: 206, San Francisco: ASP, 2002. 18.
[4] Felli M, Palagi F, Tofani G. A&A, 1992, 255: 293.
[5] Menten K M. ApJ, 1991, 380: L75.
[6] Xiang D L. Turner B E. ApJS, 1995, 9: 121.
[7] Churchwell E. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Origin of Stars and Planetary Systems. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 515.
[8] Menten K M, Reid M J, Pratap P, et al. ApJ, 1992, 401: L39.
[9] Caswell J L. MNRAS, 1997, 289: 203.
[10] Forster J R, Caswell J L. ApJ, 2000, 530: 371.
[11] Argon A L, Reid M J, Menten K M. ApJ, 2003, 593: 925.
[12] Baudry A, Desmurs J F, Wilson T L, et al. A&A, 1997, 325: 255.
[13] 蒋栋荣. 天文学进展, 1995, 13(1): 21.
[14] Kylafis N D, Pavlakis K G. In: Charles J L, Kylafis N D, ed. The Origin of Stars and Planetary Systems, Dordrecht: Kluwer Acad Publ,

1999. 553.
[15] Garay G, Lizano S. PASP, 1999, 111: 1 049.
[16] Reid M J, Haschick A D, Burke B F, et al. ApJ,1980,239:89.
[17] Norris R P, Booth R S. MNRAS, 1981, 195: 213.
[18] Bloemhof E F, Reid M J, Moran J M. In: Winnewisser G, Armstrong J T, ed. Physics and Chemisty of Interstellar Molecular clouds. Berlin: Springer, 1989. 228.
[19] Migenes V, Cohen R J, Brebner G C. MNRAS, 1992, 254: 501.
[20] Elitzur M. ARA&A, 1992, 30: 75.
[21] Wood D O S, Churchwell E. ApJS, 1989, 69: 831.
[22] Gaume R A, Mutel R L. ApJS, 1987, 65: 193.
[23] Valdettaro R, Palla F, Brand, J, et al. A&A, 2001, 368: 845.
[24] Scalise E, Rodriguez L F, Mendoza-Torres E. A&A, 1989, 221:105.
[25] Henning T, Cesaroni R, Walmsley M. et al. A&AS, 1992, 93: 525.
[26] Snell R, Huang Y-L, Dickman R L, et al. ApJ, 1988, 325: 853.
[27] Torrelles J M, Gomez J F, Rodriguez L F, et al. ApJ, 1997, 489: 744.
[28] Torrelles J M, Gomez J F, Rodriguez L F, et al. ApJ, 1998, 505: 756.
[29] Strelnitskij V S, Sunyaev R A. Sov Astron, 1973, 16: 579.
[30] Genzel R, Reid M J, Moran J M, et al. ApJ, 1981, 244: 884.
[31] Reid M J. In: Morris M, ed. The Center of The Galaxy. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1989. 37.
[32] Reid M J, Moran J M. ARA&A, 1981, 19: 231.
[33] Haschick A D, Burke B F, Spencer J H. Sci, 1977, 198: 1 153.
[34] Xu Y, Zheng X W, Zhang F J, et al. A&A, 2000, 364:232.
[35] Kaifu N, Buhl D, Snyder. L E. ApJ, 1975, 195: 359.
[36] Hasegawa T, Morita K, Okumura S, et al. In: Haschick A D, ed. Masers, Molecules and Mass Outflows in Star Forming Region. Haystack Observatory, 1986. 275.
[37] Fuente A, Martin-Pintado J, Alcolea J, et al. A&A, 1989, 223: 321.

[38] Morita K, Hasegawa T, Ukita N, et al. PASJ, 1992, 44: 373.
[39] Plambeck R L,Wright M C H, Carlstrom J E. ApJ, 1990, 348: L65.
[40] Deguchi S, Shiki S, Matsumoto S, et al. PASJ, 1997, 49: 561 .
[41] Batrla W, Matthews H E, Menten K M, et al. Natur, 1987, 326: 49.
[42] Plambeck R L, Menten K M. ApJ, 1990, 364: 555.
[43] Menten K M, Johnston K J, Wadiak E J, et al. ApJ, 1988, 331: L41.
[44] Caswell J L,Vaile R A, Forster J R. MNRAS, 1995, 277: 210.
[45] Norris R P, Caswell J L, Wellington K J, et al. Natur, 1988, 335: 149.
[46] Norris R P, Whiteoak J B, Caswell J L, et al. ApJ, 1993, 412: 222.
[47] Walsh A J, Bertoldi F, Burton M G, et al. MNRAS, 2001, 326: 36.
[48] Beuther H, Walsh A, Schilke P, et al. A&A, 2002, 390: 289.
[49] Minier V, Booth R S, Burton M G, et al. In: Ros E, Porcas R W, Lobanov A P, et al. ed. 6th European VLBI Network Symposium on New Developments in VLBI Science and Technology. Bonn: Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie, 2002. 205.
[50] Madden S C, Irvine W M, Matthews H E, et al. ApJ, 1986, 300: L79.
[51] Mauersberger R, Henkel C, Wilson T L. A&A, 1987, 173: 352.
[52] Wilson T L, Henkel, C. A&A, 1988, 206L: 26 .
[53] Wilson T L, Gaume R, Johnston K J. A&A,1991, 251: L7.
[54] Hofner P, Kurtz S, Churchwell E, et al. ApJ, 1994, 429: L85.
[55] Kraemer K E, Jackson J M. ApJ, 1995, 439: L9.
[56] Koralesky B, Frail D A, Goss W M, et al. AJ, 1998, 116: 1323.
[57] Baan W A, Wood P A D, Haschick A D. ApJ, 1982, 260: L4.
[58] Booth R S, Aalto S. In: Hartquist T W, Williams D A, ed. The Molecular Astrophysics of Stars and Galaxies. Oxford: Clarendon Press, 1998. 437.
[59] Darling J, Giovanelli R. AJ, 2002, 124: 100.
[60] Kent B, Braatz J, Darling J. AAS, 2002, 201: 5 216.
[61] Darling, J. IAUJD, 2003, 21E: 5.

[62] Martin J M, Le Squeren A M, Bottinelli L, et al. A&A, 1988, 201: L13.
[63] Henkel C, Wilson T L. A&A, 1990, 229: 431.
[64] Yu Z-Y. MNRAS, 2003, 338: 745.
[65] Baan W A. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 73.
[66] Baan W A, Salzer J J, Lewinter R D. ApJ, 1998, 509: 633.
[67] Lonsdale C J, Lonsdale C J, Diamond P J, et al. ApJ, 1998, 493: L13.
[68] Montgomery A S, Cohen R J. MNRAS, 1992, 254: 23P.
[69] Darling J K, Giovanelli R. In: Hibbard J E, Rupen M, van Gorkom J H, ed. Gas and Galaxy Evolution. San Francisco: ASP, 2001. 200.
[70] Briggs F H. A&A, 1998, 336: 815.
[71] dos Santos P M, Lepine J R D, Balboa A M G. Natur, 1979, 278: 34.
[72] Koekemoer A M, Henkel C, Greenhill L J, et al. Natur, 1995, 378: 697.
[73] Greenhill L J. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 87.
[74] Tarchi A, Henkel C, Peckin A B, et al. In: Aalto S, Huettemeister S, Pedlar A, ed. The Neutral ISM in Starburst Galaxies. ASP Conference Series, 2003 .
[75] Miyoshi M, Moran J, Herrnstein J, et al. Natur, 1995, 373: 127.
[76] Peck A B, Henkel C, Ulvestad J S, et al. ApJ, 2003, 590: 149.
[77] Claussen M J, Diamond P J, Braatz J A, et al. ApJ, 1998, 500: L129.
[78] Tarchi A, Henkel C, Peck A B, et al. A&A, 2002, 389:L39.
[79] Greenhill L J, Moran J M, Booth R S, et al. In: Schilizzi R T, ed. Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions. IAU Symp: 205, 2001. 334.
[80] Braatz J A, Wilson A S, Henkel C. ApJS, 1996, 106: 51.
[81] 徐烨,蒋栋荣,郑兴武等. 天文学进展, 2001, 19(3): 387.

[82] 俞志尧. 天文学进展,2002, 20(3): 256.
[83] Nakai N, Sato N, Yamauchi A. PASJ, 2002,54: L27.
[84] Moran J M, Greenhill L J, Herrnstein J R, JApA, 1999, 20: 165.
[85] Neufeld D L. In: van Dishoeck E F. (ed.) Molecules in Astrophysics: Probes and Processes (IAU Symposium No. 178). Dordrecht: Kluwer, 1997. 505.
[86] Nakai N, Inoue M, Miyoshi M. Natur, 1993, 361: 45.
[87] Elitzur M. In: Trujillo-Bueno J, Moreno-Insertis F, Sanchez F, ed. Astrophysical Spectropolarimetry. New York: Cambridge University Press, 2002. 225.
[88] Bragg A E, Greenhill L J, Moran J M, et al. ApJ, 2000, 535: 73.
[89] Greenhill L J, Gwinn C R, Antonucci R, et al. ApJ, 1996, 472: L21.
[90] Greenhill L J, Moran J M, Herrnstein J R. ApJ, 1997, 481: L23.
[91] Haschick A D. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 91.
[92] Baan W A, Haschick A D, Uglesich R. ApJ, 1993, 415: 140.
[93] Whiteoak J B, Gardner F F, Hoglund B. MNRAS, 1980, 190: 17P.
[94] Bottinelli L, Gouguenheim L, Gerard E, et al. In: Combes F. Casoli F, ed. Dynamics of Galaxies and Their Cloud Distributions. IAU. Symp:146, Dordrecht: Kluwer, 1991. 201.
[95] Baan W A, Rhoads J, Fisher K, et al. ApJ, 1992, 396: L99.

§ 6.3

[1] Gwinn W D, Turner B E, Goss W M, et al. ApJ, 1973, 179: 789.
[2] Andresen P, Hausler D, Luff H W, et al. A&A, 1984, 138: L17.
[3] Jonston I D. ApJ, 1967, 150: 33.
[4] Elitzur M. A&A, 1979, 73: 322.
[5] Draine B T, Roberge W G, Dalgarno A. ApJ, 1983, 264: 485.
[6] Kylafis N D. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 269.

[7] Kylafis N D, Norman C A. ApJ, 1990, 350: 209.
[8] Andresen P. A&A, 1986, 154: 42.
[9] Elitzur M. ARA&A, 1992, 30: 75.
[10] Deguchi S, Watson W D. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 29.
[11] Cesaroni R, Walmsley C M. A&A, 1991, 241: 537.
[12] Pavlakis K G, Kylafis N D. a. ApJ, 1996, 467: 292; b. ApJ,1996, 467: 300; c. ApJ, 1996, 467: 309.
[13] Kylafis N D, Pavlakis K G. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Origin of Stars and Planctary Systems. Dordrecht: Kluwer Acad Publ,1999. 553.
[14] Baudry A, Desmurs J F, Wilson T L, et al. A&A, 1997, 325: 255.
[15] Pavlakis K G, Kylafis N D. ApJ, 2000, 534: 770.
[16] Elitzur M, Goldreich P, Scoville N. ApJ, 1976, 205: 384.
[17] Dickinson D F. ApJ, 1987, 313: 408.
[18] Justtanont K, de Jong T, Helmich F P, et al. A&A, 1996, 315: L217.
[19] Sylvester R J, Barlow M J, Liu X W, et al. MNRAS, 1997, 291: L42.
[20] Neufeld D A, Feuchtgruber H, Harwit M, et al. ApJ, 1999, 517: L147 .
[21] Lutz D, Feuchtgruber H, Genzel R, et al. A&A, 1996, 315: L269.
[22] Collison A J, Nedoluha G E. ApJ, 1994, 422: 193.
[23] Strelnitskij V S. MNRAS, 1984, 207: 339.
[24] Elitzur M, Hollenbach D J, McKee C F. ApJ, 1989, 346: 983.
[25] Kylafis N D, Norman C A. ApJ, 1991, 373: 525.
[26] Kylafis N D, Norman C A. ApJ, 1987, 323: 346.
[27] Anderson N, Watson W D. ApJ, 1990, 348: L69.
[28] Tarter J C, Welch W J. ApJ, 1986, 305: 467.
[29] Hollenbach D J, McKee C F, Chernoff D. In: Peimbert M, Jugaku J, ed. Star Foming Region, Dordrecht: Reidel Publ, 1987. 334.

[30] Felli M, Palagi F, Tofani G. A&A, 1992, 255: 293.
[31] Varshalovich D A, Kegel W K, Chandra S. Sov Astron Lett, 1983, 9: 209.
[32] Neufeld D A, Melnick G J. ApJ, 1991, 368: 215.
[33] Kaufman M J, Neufeld D A. ApJ, 1996, 456: 250.
[34] Liu H P, Xu L H, Sun J. Infrared Millim Waves, 2000, 21: 395.
[35] Liu H P, Sun J, Thissen T. Ap&SS, 2004, 289: 147.
[36] Andresen P, Ondrey G S, Titze B. PhRvL, 1983, 50: 486.
[37] Cooke B, Elitzur M. ApJ, 1985, 295: 175.
[38] Palma A, Green S, Defrees D J, et al. ApJS, 1988, 68: 287.
[39] Field D. In: Hartquist T W, Williams D A, ed. The molecular astrophysics of stars and galaxies. Oxford: Clarendon Press, 1998. 313.
[40] Diamond P J, Kemball A J, Junor W, et al. ApJ, 1994, 430: L61.
[41] Greenhill L J, Colomer F, Moran J M, et al. ApJ, 1995, 449: 365.
[42] Desmurs J F, Bujarrabal V, Colomer F, et al. A&A, 2000, 360: 189.
[43] Kwan J, Scoville N. ApJ, 1974, 194: L97.
[44] Elitzur M. ApJ, 1980, 240: 553.
[45] Jiang B W. ApJ, 2002, 566: L37.
[46] Bujarrabal V, Planesas P, del Romero A. A&A, 1987, 175: 164.
[47] Allen D A, Hall P J, Norris R P, et al. MNRAS, 1989, 236: 363.
[48] Boboltz D A, Diamond P J, Kemball A J. ApJ, 1997, 487: L147.
[49] 孙锦，吴时敏，谢书定等. 天体物理学报，1984，4(2): 97.
[50] Elitzur M. ApJ, 1982, 262: 189.
[51] Zhen Q, Sun J, Gou G F. A&A, 1987, 172: 299.
[52] Plambeck R L, Wright W C H, Caristrom J E. ApJ, 1990, 348: L65.
[53] Cho S-H, Chung H-S, Kim H R, et al. AJ, 1999, 117: 1485.
[54] Menten K M. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 199.
[55] Walmsley C M, Menten K M, Batrla W, et al. A&A, 1988, 197: 271.

[56] Elitzur M. Astrophysical Masers. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1992.
[57] Johnston K J, Gaume R, Stolovy S, et al. ApJ. 1992, 385: 232.
[58] Morimoto M, Kanzawa T, Ohishi, M. ApJ. 1985,288:L11.
[59] Zeng Q, Lou G F, Li S Z. Ap&SS, 1987, 132: 263.
[60] Zeng Q, Lou G F. A&A, 1990, 228: 480.
[61] Norris R P, Whiteoak J B, Caswell J L, et al. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 203.
[62] Cragg D M, Johns K P, Godfrey P D, et al. MNRAS, 1992, 259: 203.
[63] Peng R, Whiteoak J B. In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 207.
[64] Sobolev A M, Deguchi S. A&A, 1994, 291: 569.
[65] Sobolev A M, Cragg D M, Godfrey P D. A&A, 1997, 324: 211.
[66] 郑兴武，凌兆芬. 天文学报，1997, 38(2): 135.
[67] Harris S E. PhRvL, 1989, 62: 1033.
[68] Agarwal G S. PhRvL, 1991, 67: 980.
[69] Prasad G B, Agarwal, G S. Optics Comm, 1991, 86(5): 409.
[70] Liu HP, Sun J. Ap&SS, 1997, 253: 305.
[71] Liu HP, Sun J. Optics Comm, 1998, 150(2): 154.
[72] Liu HP, Sun J. ChJAA, 2002, 2: 51.
[73] Liu HP, Sun J, Fang WH. Ap&SS, 2002, 279: 367.
[74] Sorokin P P, Glownia J H. A&A, 2002, 384: 350.
[75] Brown R D, Cragg D M. Aust Phys, 1987, 24: 184.
[76] Mauersberger R, Henkel C, Wilson T L. A&A, 1987, 173: 352.
[77] W. A. Baan, In: Clegg A W, Nedoluha G E, ed. Astrophysical Masers. Berlin: Springer, 1993. 73.
[78] Baan W A, Haschick A D. ApJ, 1985, 279: 541.
[79] Baan W A. Nature, 1985, 315: 26.
[80] Henkel C, Baan W A, Mauersberger R. A&ARv, 1991, 3: 47.

[81] Martinez A, Bujarrabal V, Alcolea J. A&AS, 1988, 74: 273.
[82] Baan W A. ApJ, 1989, 338: 804.
[83] 汪鲸,郑兴武,彭云楼. 天体物理学报, 1992, 12(4): 357.
[84] 徐烨,蒋栋荣,郑兴武等. 天文学进展, 2001, 19(3), 387.
[85] Haschick A D, Baan W A, Schneps M H, et al. ApJ, 1990, 356: 149.

§ 6.4

[1] Elitzur M. Astrophysical Masers. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1992.
[2] Elitzur M. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 127.
[3] Kylafis N D, Pavlakis K G. In: Charles J L, Kylafis N D, ed. The Origin of Stars and Planetary Systems, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 553.



第七章　分子云和恒星形成

恒星形成是天体物理的基本问题之一. 它与整个天文学有密切的关系,如宇宙学、星系、星际介质的结构和动力学演化、地外行星的形成以及生命的起源等. 在银河系和星系中恒星的形成是一个极其复杂的过程,这个过程涉及一个宽阔的质量范围(大约 $10^{-1}\sim10^{11}m_{\odot}$),距离范围(大约 $10^{9}\sim10^{23}$cm)以及从星际空间到恒星内部几乎卷入所有的物态和自然力的极其多样化的物理和化学过程[1]. 因此它成为近代天体物理学中最有兴趣和疑难点最多的领域. 下表列出了与恒星形成有关的几种主要天体的距离尺度(单位:cm).

银盘、球状星团	10^{23}
分子云	10^{19}
致密核	10^{16}
转动盘	10^{15}
恒星	10^{11}
行星	10^{9}

30 年来,毫米波、厘米波和红外天文观测的发展为解决恒星形成这一难题提供了极有利的条件,使这一领域的研究得到了前所未有的迅速进展. 其中最重要的成就是发现恒星的形成至今仍在进行,这就为直接观测恒星的形成提供了依据. 这一领域另一重要成就是确立了恒星形成于分子云的这一基本观点,它对于恒星形成这一难题的突破无论在实测上还是理论上都具有决定性的意义[2]. 为此,本章将着重介绍与分子云直接有关的各种恒星形成的问题和主要研究进展.

§7.1 恒星形成中的一些基本问题

7.1.1 恒星形成速率、效率和初始质量函数

讨论恒星形成的基本问题时，第一个面临的就是恒星质量的起源问题. 因此，在讨论它们之前，有必要先定义几个与恒星形成有关的参数，它们就是恒星形成速率、恒星形成效率和初始质量函数. 其中初始质量函数和恒星形成速率是大质量恒星形成的两个基本参数[1,3].

设：$C(t, \ln m)$ 为创星函数，它表示单位时间内，单位面积上，单位对数质量间隔中新诞生的恒星数目，则有

$$C(t, \ln m) = \mathrm{d}N/(\mathrm{d}t\ \mathrm{d}s\ \mathrm{dln}\ m) \tag{7.1.1}$$

通常认为创星函数是可分离变量的函数，因此可写成

$$C(t, \ln m)\ \mathrm{d}t\ \mathrm{d}s\ \mathrm{dln}\ m = S(t)\xi(\ln m)\ \mathrm{d}t\ \mathrm{d}s\ \mathrm{dln}\ m \tag{7.1.2}$$

式中 $S(t)$ 为恒星形成速率(SFR)，它表示单位时间内，单位面积上新形成的恒星的质量，即

$$S(t) = \mathrm{d}m/\mathrm{d}t\ \mathrm{d}s \tag{7.1.3}$$

其单位为($m_\odot \mathrm{a}^{-1} \cdot \mathrm{pc}^{-2}$) 恒星形成 速率(SFR)有时也指单位时间内新形成的恒星质量，此时

$$S(t) = \mathrm{d}m/\mathrm{d}t$$

这时单位为 $m_\odot \mathrm{a}^{-1}$(m 以 $m_\odot$ 为单位)(7.1.2)式中 $\xi(\ln m)$为归一化的初始质量函数(IMF)，它表示单位对数质量间隔内新诞生的恒星的相对数，即

$$\xi(\ln m) = (\mathrm{d}N/\mathrm{dln}\ m)/\mathrm{d}m_t = \varphi(\ln m)/\mathrm{d}m_t \tag{7.1.4}$$

这样 $\varphi(\ln m)$即为未归一化的初始质量函数. 而式中的 $\mathrm{d}m_t$ 即为新

诞生的一群星的总质量，dm_t 可通过对这一群星的最小质量 m_l 到最大质量 m_u 间的积分求得，即

$$dm_t = \int_{m_l}^{m_u} \varphi(\ln m)\, dm \qquad (7.1.5)$$

IMF 也可用单位质量间隔内新诞生的恒星数 $f(m)$表示，显然它和 $\varphi(\ln m)$的关系是

$$f(m)dm \propto \varphi(\ln m) d\ln m \text{ 或 } \varphi(\ln m) \propto m\, f(m) \qquad (7.1.6)$$

1. 恒星的初始质量函数(初始质量谱)

由观测导出的恒星初始质量函数(IMF)大多具有幂律的形式. 由于 IMF 可理解为一群星诞生时，恒星按质量的频数分布，所以初始质量函数也称作恒星的初始质量谱. 其谱指数即 IMF 在 log-log 图上的斜率. 第一个导出 IMF 关系的是 Salpeter(1955 年)，他根据观测到的太阳附近的恒星光度函数得到质量在 $m \to m + dm$ 间诞生的恒星数[4]为

$$f(m)dm \propto m^{-2.35}dm \quad \text{或} \quad \varphi(\ln m) \propto m^{-1.35} \qquad (7.1.7)$$

IMF 的形状与所研究的质量范围密切有关. 如 Salpeter 的结果是对 0.4 到 $10m_\odot$范围间的质量导出的. 而在 $m \geqslant 10m_\odot$后，Miller 和 Scalo 得到的 $\varphi(\ln m)$的谱指数为 2.3[5]. Scalo(1986 年)的研究[6]则表明函数 $\varphi(\ln m)$有两个局部极大，它们分别处在 $m \approx 0.3m_\odot$和 $m \approx 1.2m_\odot$的位置，这是否可能与双模式的恒星形成过程有关呢? Kroupa 等(1993 年)进一步研究了恒星的质量谱，发现在低质量端($m < 1m_\odot$) IMF 随 m 的变化比较平缓，随着 m 的增大 IMF 迅速下降. 假设 $f(m) \propto m^{-\alpha}$，则谱指数 α 与质量 m 的具体关系如下：当 $0.08 \leqslant m \leqslant 0.5m_\odot$时，$0.7 < \alpha < 1.85$；$0.5 \leqslant m \leqslant 1m_\odot$时，$\alpha = 2.2$；$m > 1m_\odot$后，$\alpha = 2.7$[7]. 从上述几个结果看，初始质量函数有很大的不确定性. 不过由所得的谱指数 $-\alpha$（大多小于 -1.0）可知，更多的恒星质量是包含在低质量星中而不是大质量星中. 图 7.1 直观展示了由 Salpeter(1955 年)(简称 S55)，Miller 和 Scalo

(1979 年)(简称 MS79),Scalo(1986 年)(简称 Scalo 86)以及 Kroupa 等(1993 年)(简称 KTG93)得到的初始质量函数曲线[8].由图可见,无论哪一条曲线 IMF 的峰都在恒星的低质量端。相当多的观测集中在搞清是否确有这样一个峰存在以及它所在的位置和宽度.对于 $m>5m_{\odot}$ 的高质量端,现在的工作倾向于 IMF 有一个类似 Salpeter 的幂律分布[8].

鉴于恒星的质量谱是恒星形成的结果,因此检验恒星形成理论正确与否的关键是看理论预期的恒星初始质量函数或质量谱是否与观测相符.恒星诞生时的质量谱的观测确定是对恒星形成过程完整理解的一个基本的问题.然而在实际上它是很难由观测直接得到的,主要原因[9]:

(1)恒星诞生时的质量谱应该是一个内在的、整体的量,但是我们并不清楚要得到一个有意义的谱,在时间上和空间上到底应该在多大范围内求积.

(2)在找出 IMF 时,直接可测的是恒星的光度而不是质量,这样就涉及如何由光度函数转换为质量分布函数的问题.对于主序星有一个经验的质量-光度关系,即 $L_{*}\propto m_{*}^{p}$,$p\approx3.45$. 但是对确定 IMF 更需要得到的是那些深埋在分子云中包括主序前星和原恒星在内的年轻天体的质-光关系,然而关于它们目前还缺乏很多的了解.

前面提到的经验的初始质量谱是由太阳附近场星的光度函数 $\Phi(M_{\mathrm{v}})$ 导出的.原则上场星的光度函数是对太阳附近所有场星计数的.这样,那些比太阳质量大的星由于其主序寿命小于银河的年龄 τ_{MW},因此现在的场星光度函数是偏向低光度的星的.这样就有必要对这种过主序的(post-main-sequence)效应做出改正,以便得到一个更能反映在恒星诞生时的质量谱.为此,Salpeter 引入了一个初始光度函数 $\Psi(M_{\mathrm{v}})$(ILF)的概念,$\Psi(M_{\mathrm{v}})$ 表示单位星等(M_{v})间隔,单位空间体积内的相对星数.如果用 τ_{MS} 表示所考虑星的主

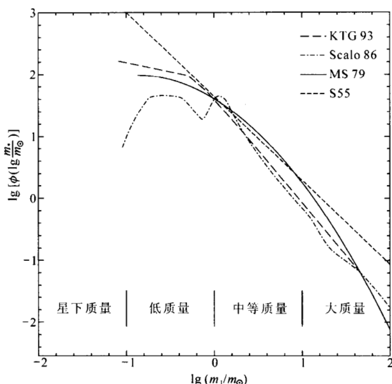


图 7.1　太阳附近场星的初始质量函数[8]. 原始材料取自参考资料[7](KTG93),[6](Scalo 86),[5](MS79)和[4](S55). 目前的结果已经归一化在 $1m_{\odot}$ 质量上了. 采用的银河系年龄是 15Ga

序年龄,则

$$\Psi(M_v) = \Phi(M_v) \qquad 当\ \tau_{MS} \geqslant \tau_{MW}$$

$$\Psi(M_v) = \frac{\tau_{MW}}{\tau_{MS}}\Phi(M_v) \qquad 当\ \tau_{MS} < \tau_{MW} \tag{7.1.8}$$

这里假设了在整个星系年龄中恒星的诞生率以及 $\Psi(M_v)$ 不随时间变化. 由于 $\Psi(M_v)$ 中的 M_v(星等)$\propto \lg L_*$,采用经典的主序星的质-光关系,则还有 $M_v \propto \lg M_*$, 因此对 IMF 取 $\xi(\log M_*)$ 形式非常有用,并有下式成立,即

$$\Psi(M_v)\mathrm{d}\,M_v = \xi(\lg m)\mathrm{d}\lg m_* \tag{7.1.9}$$

而

$$\xi(\lg m) = m_{*} f(m_{*})/0.434 \qquad (7.1.10)$$

以 Salpeter 的结果为例：$f(m) \propto m^{-2.35}$. 可见星的质量谱和 5.4.3 节分子云的质量谱是不同的. 对于分子云核(当核的质量在 $10 \sim 10^3 m_{\odot}$ 时)，其质量谱指数为 -1.6[10]. 那么如果恒星是直接由分子云核或团块形成，为什么有这样不同的质量谱呢?一个最可能的解释就是分子云核还有其自身的结构(如带有子碎片)，或者新形成的星本身又影响它最后质量的确定[9]. 不过有趣的是由参考资料[11,12]确定的疏散星团的质量谱却有一个类似分子云核的谱指数，这可能意味着疏散星团正处于单个星形成的物理过程中.

从统计意义上来看，星团是研究初始质量函数以及恒星演化的重要实验室，这是因为组成星团的星大多是在同一时期，从同样的母云中形成的. 例如 1991 年 Wilner 和 Lada 用 I 波带对年轻星团 NGC2362 所建立的光度函数[13]，显然对更多的年轻星团，特别是深埋在分子云中的更年轻的星团的观测将是非常必要的. 这样，红外波段的研究就显得格外重要起来. 在服从瑞利-金斯近似的情况下，某些频率或波长上的红外光度函数和质量函数可以有直接的关系，即 $L_{\nu} \propto m_{*}^{2}$. 目前，确定得比较好的恒星初始光度函数是 Wilking，Lada 和 Young 对 ρ Ophiuchus 暗云中的嵌埋星族(embedded population)导出的. 在这个云中星的热光度是根据 50 多个年轻星在 $1 \sim 100\ \mu m$ 上的观测资料估计的[14]. 总之，中、远红外的观测相对讲更适宜于建立年轻的嵌入(在分子云中)星团的初始光度函数.

最近，Meyer 等对恒星初始质量函数的起源从观测和理论两方面进行了评述. 综合了在非常年轻的、部分嵌埋的恒星星团中确定 IMF 的各种努力，并且发现：(1)在不同的恒星形成区之间没有观测到低质量部分的 IMF 有重大的变化；(2)刚形成于分子云的年轻星的质量分布与已经由太阳附近场星导出的 IMF 一致.

但这些结果只适用于 IMF 的总体特征. 现在的观测不排除更细小的区域性的差别. Meyer 等还提供了一个一般性的框架来讨论 IMF 的理论,对确定恒星初始质量函数中几种可能起作用的物理机制也进行了综述[8].

由于在一个原恒星的星团中,恒星从原恒星→主序前星→主序星演化时,星团的光度函数也是演化的,因此在不同的云中,不同演化阶段年轻星团的观测将揭示它们在光度函数上的差别. 这种差别的观测对发展恒星形成和早期演化的一般理论将提供重要的限制. 然而迄今为止,恒星初始质量函数的起源仍然是恒星形成中的未解决的基本问题. 目前已有的知识还不足以提供我们有关恒星形成理论的决定性的检验,但有一点是清楚的,即低质量星是恒星形成过程的典型的后果,因此理解它们的起源将是朝着发展恒星形成一般理论迈出的重要的一步.

2. 恒星形成速率(SFR)和效率(SFE)

恒星形成速率(SFR)通常指单位时间内新形成的恒星质量,如(7.1.3)式所示. 许多天体和辐射的观测可以用来示踪恒星形成速率:如亮星、OH 脉泽源、超新星遗迹、脉冲星、UBV 光度、H_α 和 H_β 光度、远紫外光度、H Ⅱ 区射电连续辐射流量和远红外的 IRAS 光度等[3]. 由早期的一些观测导出的 SFR 大约在 $2\sim5m_\odot a^{-1}$ 间[5,15]. 以后的估计相差也不大. 如 Shu 认为在银河系中恒星总的产生速率经常在 $3\sim5m_\odot a^{-1}$ 间[1]. 这个值和气体返回星际介质的速率大约 $1\sim2m_\odot a^{-1}$ 可以比拟. 后者主要是从晚期演化星的质量流失率中得到的[16]. 恒星形成速率应该和恒星形成的历史有关,也即和星与星际物质间的生命循环有关,和恒星形成的激发方式有关。由于星际介质总是或多或少带有磁场,因此恒星形成速率还与磁场的强弱有关。例如:超壳层中自传播方式的恒星形成是非常有效的,从而不断增加其活动时期的 SFR. 不过从另一方面看,超大气壳中的破坏力量如果太大,那么一旦壳层消散,将要求更长

的时间来产生新的恒星形成站点. 研究还发现,恒星形成速率与分子云磁场的恒定分量 B_0 有关,只要 B_0 不是太大,SFR 将随 B_0 增强而增大(如 $B_0=5\ \mu G$ 时的 SFR 大约要比 $B_0=0$ 时的 SFR 大上一个 3 的因子). 如果 B_0 非常大,由于介质的僵化,SFR 反倒减小[17].

恒星形成效率(SFE)指的是新形成的恒星质量与产生它的气体总质量之比,当然后者中的一部分已经转化为星,因此

$$\mathrm{SFE} = m_{\mathrm{stars}}/(m_{\mathrm{stars}} + m_{\mathrm{gas}}) \tag{7.1.11}$$

为了形成一个束缚系统,恒星形成的最低效率估计为 20%~50%. 它取决于气体的消散和系统中心凝缩的程度[12,18]. 然而在一个和内部动力学时标可以比拟的时间内,气体能转移到恒星中的比率还要低, Roberts(1957 年),Wilking 和 Lada(1985 年)认为诞生在束缚星团中的效率大约只有 10%[19,20]. 然而从深埋在分子云中的更年轻的星团,即嵌埋星团中导出的 SFR 就相对较高. E. Lada 利用近红外(K 波段)的成像技术对 Orion B 分子云进行了系统的较大空间范围的成图测量,得到了与几个著名恒星形成区 NGC2071,2068,2024,2023 等成协的嵌埋星团的物理特性和恒星形成效率[21],详见表 7.1. 为了比较,表 7.1 还列出了以前对其它两个星团 ρ Ophiuchi[14]和 Trapezium[22]的观测结果.

表 7.1 嵌入星团的特性与 SFE

星团名	所含源数	星团半径 pc	恒星质量密度 $m_\odot \mathrm{pc}^{-3}$	总质量密度 $m_\odot \mathrm{pc}^{-3}$	SFE %
NGC2023	21	0.30	185	2 800	7
NGC2071	105	0.59	122	650	20
NGC2024	192	0.86	72	170	42
NGC2024	309	0.88	108	260	42
ρ Ophiuchi	94	0.70	124	564	22
Trapezium	142	0.44	1 800	?	?

此外，根据银河系第一象限中恒星形成效率的分析，Myers等估计的整个的恒星形成效率更低，大约只有2%[23].

在分子云中恒星形成效率很低，可能有两个原因：

(1) 该效率可能受气体迁移速率的限制. 这种迁移是通过星风、HⅡ区和超新星爆发进行的.

(2) 与m_{cloud}/m_{cr}比值有关. m_{cloud}是分子云的实际质量，m_{cr}为磁场可以支撑的质量(即考虑磁场对分子云支撑后的等效金斯质量). 高恒星形成速率只有在$m_{cloud}>m_{cr}$的极少数情况下，也即对应磁场对分子云动力学不重要时，才有可能.

文献中也有用源的远红外连续谱光度和CO(1—0)谱线光度之比来估计源的恒星形成效率的[24]. 它是基于：(1)假设CO(1—0)示踪分子云的质量；(2)假设远红外连续谱光度示踪OB星的光度. 这样L_{FIR}/L_{CO}将正比于L_{OB}/m_{H_2}. 尽管和(7.1.11)式原始的定义不同，但它仍然是分子气体转化为OB星效率的一个测量. 不过由于第一个假设的不确定性，L_{FIR}/L_{CO}只能作为恒星形成效率的一个粗略估计(参看§5.7).

7.1.2 分子云与恒星形成的一般关系

1. 恒星形成于分子云

对恒星形成的一个最基本的看法是认为恒星由一个足够大质量的气体云在其自引力作用下塌缩而成[25]. 在不考虑磁场和湍动时，气体云自引力塌缩的判据是云的质量m必须大于金斯质量m_J. 由能量平衡条件求得$m_J=(\pi KT/\mu m_H G)^{3/2}\rho^{-1/2}$或写成$m_J=18m_\odot T^{3/2}n^{-1/2}$. 这里$\rho$是云的质量密度(g. cm^{-3})，$T$是温度，$G$是引力常量，$\mu$是以氢原子质量$m_H$为单位的气体粒子的质量，$n$是粒子的数密度(cm^{-3})，$m_\odot$为太阳质量. 但是一直到1968年，恒星形成的基本问题是在观测上很难找到$m>m_J$的云. 示踪星际云的惟一的直接探针是氢原子的21 cm谱线和某些重元素的原子吸收

线.然而由这些探针所示踪的云的条件并不适于形成星.它们是压力束缚而不是引力束缚的.为了增加原子云的密度只有依靠外部的压缩.一种可能的方式就是通过旋臂密度波的作用,但这种模式无法解释远离旋臂的局部暗云中的恒星形成.目前在这些暗云方向上既没有探测到氢的21 cm发射谱线,也没有得到它的吸收线,这就意味着在这些云中或者气体尘埃比太低或者许多原子实际上已经转化成了分子.为此恒星形成的研究迫切期待一种全新的观测事实来真正揭示其奥秘.20世纪60年代末70年代初一批天文分子的发现,特别是广泛的CO分子的毫米波观测使直接示踪恒星形成的原始材料成为可能.通过对大的、射电选择的HⅡ区,小的光学选择的HⅡ区,OB星协,近邻暗云中主序前星和疏散星团中CO分子的观测证实了在银河系中恒星的形成是与分子气体密不可分的.

恒星形成于分子云的这一论断还可从理论上来理解:(1)自引力支配所要求的最小柱密度与CO,H_2等分子屏蔽紫外辐射免遭破坏所要求的柱密度大致相等;(2)分子气体云的物理条件与原子云相比更适于恒星的形成.如在典型的分子云的大约10 K的温度下,金斯质量$m_J \approx 570n^{-1/2}$.如取分子云密度$n \approx 20\ \mathrm{cm}^{-3}$,其金斯质量$m_J < 130\ m_\odot$.由分子云的观测得知,大多数分子气体,特别是低密度的气体通常处在非常大的结构中,如据Elmegreen估计,97%的分子气体处在比$10^4 m_\odot$还大的结构中[26].因此很显然分子云的质量$m \gg m_J$(当然对一些少数的最小的分子云,有可能是压力束缚的).§5.7曾详细介绍过,CO的观测与研究已广泛地扩大到其它的星系,它们同样地表明,在恒星形成与分子气体间有着密切的联系.即使在金属贫的星系中,虽然CO分子的观测是困难的,但人们通过H_2分子的直接测量(通常是利用H_2的红外振动激发谱线)同样地证实了这一普遍规律,即恒星形成于分子云.到目前为止,我们还没有找到一个例子可以说明恒星形成于原子气

体. 不过，为谨慎起见，仍然有必要再回转来仔细考察恒星形成与原子云的关系. 这里起码有两点是值得我们注意的：(1)对个别远离任何云的 T Tauri 型星的存在应如何解释？(2)大多数 GMC 仍然嵌埋在更大的 H Ⅱ 复合体中，后者的质量有的甚至高达 $4\times 10^7 m_\odot$，并且是引力束缚的. 这样从原子气体到分子气体的过渡可能是恒星形成的一部分，当然它不应该是一个必备的前提条件.

正如前面曾经提到过的，30 年来，恒星形成于分子云这一基本观点的确立对恒星形成这一难题的突破无论在实测上还是理论上都是有决定性意义的. 从弥漫星际介质→分子云→致密核→原恒星、盘→恒星、行星涉及到差异极大的各种天文环境. 利用不同种类的分子，不同的跃迁可以示踪不同物理条件，可以追踪恒星在分子云中形成的详细过程(参看本书 5. 1. 3 节). 到 2002 年，发现和证认的各类天文分子已超过 120 种(不含同位素)，谱线几千条，存在于星际空间的分子近 110 种. 利用其中的光学薄分子和高空间分辨率的测量将可看到越来越深层次的分子云内部，为从理论上研究恒星形成早期阶段的特征提供了丰富的依据. 其中最终的目的是要找到形成原恒星的凝聚核以及跟踪其随后的演化. 在这里利用亚毫米波、毫米波和亚厘米波的分子谱线对分子云中的稠密核、团块(clumps)以及转动盘的结构进行高分辨率和高灵敏度的观测将显得更加重要. 为了更具体地了解不同分子的不同跃迁示踪分子云密度的细节，表 7. 2 列出了分子天体物理学中常用的几种密度探针分子跃迁的频率 ν，高出基态的能量 E_{up}(用温度表示)，临界密度 n_{crit} 以及产生 1 K 谱线温度时所要求的密度 n_{eff} 等[27]. 其中 n_{eff} 通过 LVG 模型计算获得.

2. 分子云和恒星形成关系

基于绝大多数恒星形成于分子云，因此对恒星形成的最终理解有待于回答一系列与分子云有关的问题. 如：(1)分子云是如何形成与演化的？分子云与原子云的关系；(2)什么是分子云的基本

表 7.2 密度探针分子的主要特性

分子	跃迁	ν/GHz	E_{up}/K	n_{crit}/cm^{-3} (10 K)	n_{eff}/cm^{-3} (10 K)	n_{crit}/cm^{-3} (100 K)	n_{eff}/cm^{-3} (100 K)
CS	$J=1\to0$	49.0	2.4	4.6×10^4	7.0×10^3	6.2×10^4	2.2×10^3
CS	$J=2\to1$	98.0	7.1	3.0×10^5	1.8×10^4	3.9×10^5	4.1×10^3
CS	$J=3\to2$	147.0	14	1.3×10^6	7.0×10^4	1.4×10^4	1.0×10^4
CS	$J=5\to4$	244.9	35	8.8×10^6	2.2×10^6	6.9×10^6	6.0×10^4
CS	$J=7\to6$	342.9	66	2.8×10^7	…	2.0×10^7	2.6×10^5
CS	$J=10\to9$	489.8	129	1.2×10^8	…	6.2×10^7	1.7×10^6
HCO^+	$J=1\to0$	89.2	4.3	1.7×10^5	2.4×10^3	1.9×10^5	5.6×10^2
HCO^+	$J=3\to2$	267.6	26	4.2×10^6	6.3×10^4	3.3×10^6	3.6×10^3
HCO^+	$J=4\to3$	356.7	43	9.7×10^6	5.0×10^5	7.8×10^6	1.0×10^4
HCN	$J=1\to0$	88.6	4.3	2.6×10^6	2.9×10^4	4.5×10^6	5.1×10^3
HCN	$J=3\to2$	265.9	26	7.8×10^7	7.0×10^5	6.8×10^7	3.6×10^4
HCN	$J=4\to3$	354.5	43	1.5×10^8	6.0×10^6	1.6×10^8	1.0×10^5
H_2CO	$2_{12}\to1_{11}$	140.8	6.8	1.1×10^6	6.0×10^4	1.6×10^6	1.5×10^4
H_2CO	$3_{13}\to2_{12}$	211.2	17	5.6×10^6	3.2×10^5	6.0×10^6	4.0×10^4
H_2CO	$4_{14}\to3_{13}$	281.5	30	9.7×10^6	2.2×10^6	1.2×10^7	1.0×10^5
H_2CO	$5_{15}\to4_{14}$	351.8	47	2.6×10^7	…	2.5×10^7	2.0×10^5
NH_3(1,1)	反演谱	23.7	1.1	1.8×10^3	1.2×10^3	2.1×10^3	7.0×10^2
NH_3(2,2)	反演谱	23.7	42	2.1×10^3	3.6×10^4	2.1×10^3	4.3×10^2

物理、化学和运动学性质?它们与恒星形成的关系;(3)什么是支撑分子云的力学因素?磁场在分子云的支撑、碎裂和塌缩中的作用;(4)恒星究竟在分子云中的何处形成?巨分子云复合体以及分子云中团块与恒星形成的关系;(5)分子外向流特别是极端高速(EHV)CO 外向流的驱动机制及其在恒星形成中的作用等等.以上一系列问题在近 20 年的研究中都取得了相当大的进展,但就整个恒星(包括行星)形成的详细过程而言仍然不是很清楚的.归结起来即,巨分子云究竟是如何碎裂成较小的凝聚核的?凝聚核又如何塌缩成原恒星和绕星盘的?绕星盘又如何消散或碎裂成行星的……总之,这些问题都是现在和将来天体物理学研究中的一些重要课题.其中有一些问题已在分子云一章或以后的有关章节中介绍,因此在这里我们仅讨论与问题(4)有直接关系的部分.读者还可结合 5.2.2 节和 5.2.3 节,关于分子云的分类,特别是表 5.7(正在形成恒星的云的类型)的讨论进行学习.

上面已提到有关恒星形成与分子云的许多问题,虽然不少至今仍十分模糊,但有一点已逐渐清晰起来,即 O 型及 B 型星,也就是大质量星主要在巨分子云(GMCs)中形成.而低质量星的形成则更典型地与暗云成协.但在低质量星形成区和大质量形成区之间没有明确定义的界线.这是因为低质量星同时也可以在产生大质量星的巨分子云中形成,而大质量星除通常的吸积方式外也可能通过低质量原恒星的并合方式形成.然而,不管怎样,暗云与巨分子云的物理条件和运动学性质却是很不相同的(详见表 5.4).此外我们也很难将暗云与 GMCs 绝然分开,这是因为不少暗云复合体本身又常被看作是 GMCs 中的云.事实上,许多观测已经证明,尺度约 20～100 pc,质量约 $10^5 \sim 3\times10^6 m_\odot$ 的 GMCs 本身又是由许多较小的云或团块(质量 $\approx 10^3 \sim 10^4 m_\odot$,尺度 $\approx 2\sim5$ pc,密度 $\approx 10^{2.5} \mathrm{cm}^{-3}$,温度 ≈ 10 K)组成.因此我们总是将 GMCs 称作巨分子云的复合体.

关于大、小质量星的质量分界尚没有一个十分准确的规定，下表是 Myers 给出的一个大、中、小质量星的质量和光度分布[28].

	$m/m_{\odot}$	$L/L_{\odot}$
低质量星	<2	<15
中等质量星	$2\sim5$	$15\sim250$
大质量星	$5\sim30$	$250\sim10^{5}$

在近年来的有关大质量星形成的研究中，大多规定大质量星的质量$\geqslant10\ m_{\odot}$.

(1) 暗云和恒星形成的关系

前面已经提到，暗云与低质量星的形成有关. 特别是暗云中的稠密核($n(H_2)\approx10^{4\sim5}cm^{-3}$)被认为与年轻的低质量星高度相关. 1993 年 Zhou 等在 B 335(一个博克球状体)中用 CS 和 HCO^+ 等转动线观测到分子气体塌缩运动的谱征[29]，有力地证明了暗云核是低质量星正在形成的位置. 表 7.3 列出了从 NH_3 的$(J,K)=(1,1)$和$(2,2)$谱线导出的暗云稠密核的基本特性，它和表 5.4 可以对应.

表 7.3 典型暗云稠密核的特性[30]

FWHM 空间成图尺度/pc	$0.05\sim0.2$
分子氢数密度/cm^{-3}	$10^{4}\sim10^{5}$
运动学温度/K	$9\sim12$
FWHM 谱线宽度/$km\cdot s^{-1}$	$0.2\sim0.4$
在 FWHM 等强分布图内气体的质量/$m_{\odot}$	$0.3\sim10$
自由下落时间/$10^{5}a$	$1\sim4$

为了更好地调查恒星形成和暗云的关系，Myers 将金牛座(Taurus)暗云中 NH_3 致密核的分布与其它观测资料进行了比较. 图 7.2 展示的就是金牛座分子云(TMC)中叠加在 CO 谱线发射

等强度图上的致密 NH_3 核、嵌埋的红外源(被遮掩的星)和可见 T Tauri 星(一种低质量的主序前星)的位置分布[30]. 其中 CO 发射代表的是分子云中低密气体的分布. 基于以下几个事实,即

① 稠密的 NH_3 与已知的 T Tauri 星紧密成协(见图 7.2).

② 双极外向流与它们相关[31].

③ 在大约一半的 NH_3 或 $C^{18}O$ 暗云核的 6 角分范围内探测到 IRAS 红外源[32],可以认为暗云核是低质量星形成的重要位置. 此外根据它们的红外能谱分布,可以证认这些深埋在暗云核中的光学不可见的红外源是原恒星[33].(参看后面 § 7.3 的分析). 其它如 R Coronae 和 ρ Ophiuchi 区的致密暗云团块(clumps),半径≈0.3～0.6 pc,质量≈19～110 $m_\odot$,平均密度≈$10^3 cm^{-3}$,也有相当高的恒星形成效率(25%～50%),并且看上去正在形成束缚星团[1].

在证认暗云或暗云核与恒星形成关系时,有一个问题值得注意,即像暗云这类小质量云常受到波束稀释效应的限制,一般只能观测附近的云. Clemens 和 Barvainis 完成了一个小云的星表,有利于进行一种无倾向性的研究. 主要结果认为在大多数小云中没有明显的恒星形成迹象,可能形成恒星的区域大约只占 15%[34]. 然而特殊云的研究却表明,在非常低质量的云中也可能形成星,如 B 335 就是一个典型的镶嵌在小分子云(质量约 $25m_\odot$)中的球状体(质量约 5～$15m_\odot$),在其内部已包含了一个光度大约为 $3L_\odot$ 的年轻星[35]. 所有这些现象都说明恒星形成可以发生在非常低质量的云和云核中.

低质量星的形成活动还与暗云的动力学演化有关. 对著名的 Taurus 和 Perseus 暗云复合体的云质量分布研究发现,在满足位力平衡和标准的云密度分布 $n(r)\propto r^{-(1.3\pm0.2)}$ 条件下,直接导出了云的总质量 $m_T\propto R_T^{(1.7+0.2)}$, $\Delta v\propto R_T^{(0.3+0.2)}$, $\langle n\rangle\propto R_T^{-(1.3\pm0.2)}$. 这里 R_T 是云的尺度, Δv 是云的速度弥散, $\langle n\rangle$ 是云的平均密度. 这一结果证明暗云也服从首先从 GMCs 中导出的 Larson 关系[36].

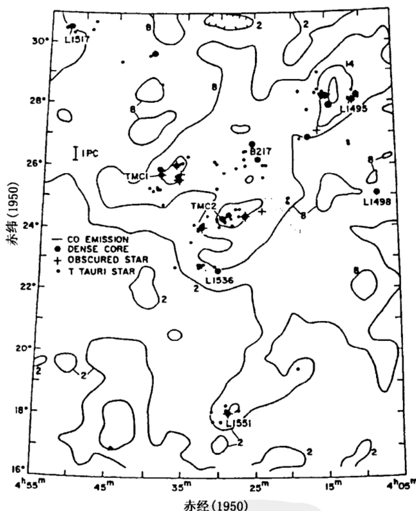


图 7.2　金牛座分子云(TMC) CO 等强度图上的致密氨核，嵌埋的红外源和可见 T Tauri 星的位置分布[30]

Larson(1981 年)曾指出，分子氢的平均密度$\langle n\rangle$和速度宽度Δv均通过简单的幂律关系$\langle n\rangle \propto R^{-\gamma}$及$\Delta v \propto R^{\delta}$和分子云的尺度$R$相关. 观测和估算给出$\gamma \approx 1, \delta \approx 0.5$[37]. 这两个关系反映了分子云的两个内在的条件，即位力平衡和近乎恒定的柱密度. 如果暗云也服

从 Larson 关系，则意味着它们可能处在内部热运动能与引力能的暂态平衡中.

在暗云研究中特别应提到的是 Myers 和他合作者们的工作. 他们的研究提供了冷暗云稠密核的大部分信息. 他们对一大批由本地暗云中选出的稠密核样本进行了 NH_3，^{13}CO，$C^{18}O$，HC_5N 等谱线的观测. 除了导出了暗云核温度、密度、尺度和速度等基本参数外，还研究了暗云中各种可能的动力学状态，稳定性和引起塌缩的条件. 接下来的研究表明，大约 50%的暗云核与 IRAS 源成协. Myers 等以及 Ladd 等[38,39]还在光学、近红外和亚毫米波段上观测到了这些云核 ，他们认为这些天体是具有恒星温度的点源. 证实了致密核正在形成低质量星的看法. 此外，Myers 等发现在这些嵌埋有年轻星的致密核方向分子外向流的探测率高达 44%[40]. 而 Heyer 等发现在与 T Tauri 星成协的稠密核中外向流的发生率却很低[41]. 它表明嵌埋在致密核中的年轻星将处于它们演化的更早阶段. 应该指出，不是所有的云核都准确地与低质量星成协，那些不具有成协恒星天体而具有亚声速内部运动的云核将很可能以一个约 10^5a 的自由下落时间正向着低质量星的方向演化.

（2）巨分子云与恒星形成的关系

与暗云相比，作为正在形成恒星的分子云，巨分子云具有更重要的意义. 这是因为几乎所有质量的恒星，无论大质量还是小质量星，GMCs 都是它们形成的最重要场所（注：参考资料[42]对孤立暗分子云进行了研究，发现其中却有大质量星形成的罕见现象）. 表 5.4 给出了巨分子云复合体、云核乃至团块等的主要物理特性. 这些参数覆盖了一个较大的范围. 对巨分子云的研究主要是通过射电波段上 CO 发射的成图观测进行的. 通常内银河附近的分子云相对要致密些，但没有证据说明它们与本地云属于不同的星族，因此太阳附近分子云的详细研究可以告诉我们在银盘上除银心和 3 kpc 臂之外所有地方巨分子云的普遍性质. 分析太阳附近巨分

子云的观测得到[10]：

① 所有 OB 星协形成于巨分子云.由于长期以来认为所有质量的星主要都是在 OB 星协中形成，因此星系历史中大部分星，无论是大质量的还是低质量的都应该在 GMCs 中形成.

② 在太阳附近 1 kpc 内的调查结果表明，没有一个 GMCs 是不带有恒星形成的.如果扩大到 3 kpc 范围，则仅有一个 GMCs 中无恒星形成迹象.这一事实再次证实，当一个巨分子云形成后将很快显示恒星形成的活动.结合大质量星形成时对其周围云破坏的计算，可以证明巨分子云是相当年轻的，是大约 3×10^7a 寿命的天体[43].

通过银河系的 CO 巡天和外银河分子云的搜寻，又得到了一些更重要的结果.与恒星形成有关的方面是：

①观测表明外银河的 GMCs 具有比内银河的 GMCs 更低的激发温度.目前尚不清楚它是否和外银河的较低的外部加热率或者低的恒星形成率有关.如果内银河比外银河以更大的效率将分子材料转换为恒星是分子云不同特性的反映，那么它是哪一种特性呢？作为一个银心距离的函数，人们已对 GMCs 的大尺度特性开展过不少的研究(参看本书 5.3.1 节).

② 关于是否所有的 GMCs 都能形成星也是一个有争议的问题.前面已经提到在太阳附近 3 kpc 范围内仅一个 GMCs，没有恒星形成.Mooney 和 Solomon 根据一类红外-宁静的、$m>10^5m_\odot$分子云的存在，论证了在内银河至少 25%的 GMCs 中缺乏 OB 星的形成[44].但 Myers 等用 H Ⅱ 区去示踪内银河 GMCs 中的恒星形成，却发现很少的 GMCs 是具有非常低的恒星形成效率的[23].如果后者成立，则看来太阳附近与内银河的 GMCs 在形成恒星上没有明显的差别.

为了跟踪一个 GMCs 从分子云发展成一颗星的整个足迹，研究许多处于不同演化阶段的 GMCs 将有特别的意义.比如

Maddalena 和 Thaddens 在外银河(离太阳 2 kpc 内)发现了一个约 $10^6\ m_\odot$ 质量,150 pc 尺度的巨分子云没有任何恒星形成的活动现象[45].(方法是通过比较它们的 IRAS—100 μm 发射与 CO 谱线发射的成图资料.结果发现没有任何可探测的 IRAS 流量在对应的分子发射区.)因此 Maddalena 等认为这个分子云太年轻还来不及去形成星.类似的办法可证明 Rosett 云和 Orion 分子云是比较演化了的云,它们具有中等的年龄,正处于恒星诞生前的分娩阶段.那么有没有可能发现一种更老的云呢?并且这种云代表了恒星形成的最后残迹呢?目前的研究揭示,一个遗迹分子云的最好候选者是与 Lac OB1 星成协的小云,尽管对这种区域的分子气体还缺乏系统的研究,但是它们的存在(即尚未被新形成的星破坏的部分)的确提供了很好的机会来研究恒星形成过程最后的一点音讯.利用这种残迹分子云我们可解释一个分子云中未能转化到恒星中的气体和尘埃是怎样最终回到星际介质的.为了进一步追踪恒星形成过程中分子云的演化,参考资料[46]对 $l = 8°\sim 38°$, $b = -1°\sim +1°$的天区通过 CO(1—0)发射和 60 μm 远红外发射巡天资料的对比研究,得到了分子云从年轻到晚期的 4 个不同演化状态.通过对该区域 211 个分子云恒星形成活动的分析,发现 71 个分子云与 100 个 H Ⅱ 区(对应刚形成的大质量星)成协,77 个分子云与 96 个原恒星后选体相关.它表明在大约 37%探测到的分子云里恒星正在形成中,34%的分子云是新形成的大质量星的位置.

有关巨分子云研究的另一个重要问题是 GMCs 的团块结构及其与恒星形成的关系.早在 1980 年 Blitz 和 Shu 就注意到所有的 GMCs 都具有团块的结构,并且团块与团块间的密度对比度是大的.分子云的团块结构保留了有关分子云演化的大量信息.例如,巨分子云中的团块结构是恒星形成过程的一个结果呢还是一开始就有的?如果团块是原始的,那么团块的形成过程应发生在弥漫的星际介质中.详细观测团块的运动学能够解决这一问题.观测

GMCs 密度结构的最好探针是光学薄的分子谱线^{13}CO,CS 和$C^{18}O$等. Blitz 等用^{13}CO对 Rossette 分子云作了详细的观测,得到的结论是:大约 60%～90%的 H_2 质量处于团块中[10]. 对所有团块平均的 H_2 密度约 10^3cm^{-3},对整个云复合体平均的密度仅约 25 cm^{-3}[47],因此团块的体积填充因子仅 2.5%. 此外 H I 包层的存在支持了在 GMCs 团块间的介质还包含了原子的成分.

一个更有意义的问题是团块结构本身是否还有内部结构. 由于团块的质量谱和 Salpeter 等人得到的恒星形成初始质量函数不同,因此发生恒星形成的团块是否还应再碎裂到更小的尺度?目前得到的团块的质量分布是: $dN(m)/d\ln m \propto m^{-\alpha}$, $\alpha = 0.6 \sim 0.8$[48]. 如果团块的质量谱支持了分子云的团块不是单个恒星的前身天体,那么什么是团块在恒星形成中的作用呢? 早在 1957 年 Roberts 就指出,大多数星形成于星团与星协,因此看来更大的团块才能形成这些星群. 在理解 GMCs 中恒星形成方面的一个重要进展是 E. Lada 等人用密度探针分子 CS 对 L1630(Orion B)的分子云团块的详细考察[49]. 与此同时他们又作了第一次的近红外搜寻,寻找同一分子云中镶嵌的年轻天体[50]. 他们的观测表明、几乎所有的恒星形成都限制在 3 个最大的团块中, 详见图 7.3[9](全部区域共包含 39 个团块). 因此看来 GMCs 中的团块,特别是巨大的、致密的团块是恒星星团形成的基本单元.(注:也有文献将这种大而密的团块称作大质量云核的,如图 7.3 下方的图题. 这样,"核"的进一步结构——子结构又有被称作"团块"的,如表 5.4. 为了避免概念上的混淆,重要的是看所讨论对象的实际物理特性和它在所讨论问题中的实际地位.)这个基本单元提供了星团形成的原始材料,是星团形成的母云[51]. 继 Lada 等的第一次分子云的大尺度近红外巡天后,类似的无偏向的巡天也对一批恒星形成区完成了[52]. 如:Orion A, NGC 2264, NGC 1333, IC 348 以及 Rosette 等等. 在所有情况下都发现了星团,并且伴随有一个年轻

星族的分布.

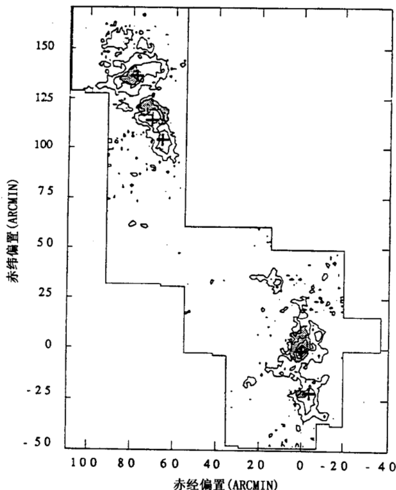


图 7.3　L1630 分子云中嵌埋的恒星星团(图中阴影部分)与分子云致密核位置的比较. 分子气体的等强度分布取自 CS(2—1)的测量, 5 个最大的 CS 核($m > 200\ m_{\odot}$)用"+"号表示[9]

现在再分析团块自身的内部结构. 高分辨率的观测揭示, 团块的进一步碎裂将产生"核","核"是团块中的子结构. 最近在 ρ Oph 和 Serpens 中得到的分子云核的质量谱(谱指数约为 1.1)是

很接近 Salpeter 的恒星初始质量谱的(谱指数为 1.35). 它说明团块中的致密核应该是一个单星(或者一个多重星系统)形成的位置[48,51]. 无论是大质量星还是低质量星,它们的形成过程总是与核的形成和演化有密切的联系. 如对大质量星而言,产生于巨分子云的原恒星核是大质量星形成过程中最早可证认的阶段. 接着由于原恒星核的升温和物质的吸积,原恒星核逐步演化进入热核的阶段,热核是超致密(UC)H Ⅱ 区的前身天体(注:UC-H Ⅱ 区是新形成的大质量星的一种表现形式)或称星前核. 关于这两种核的更多讨论见以后的章节.

7.1.3 自发与受激的恒星形成 恒星形成的触发机制

当分子云的自引力足以克服各种类型的支撑力时,分子云将因自引力塌缩而形成星. 这就是所谓自发恒星形成. 导致分子云自发启动塌缩的原因主要是分子云本身内能的流失. 如:热能通过辐射,磁能通过双极扩散,湍动能通过粘滞损耗等. 小质量星常常因这种云的自身不稳定启动塌缩而形成. 在存在磁场的情况下,一个云进行塌缩,严格地讲,应满足两个条件[53]. 即它的质量 m 相对磁通量 Φ 之比以及它的外部压力 p 都应超过由下两式决定的临界值,即

$$\left(\frac{m}{\Phi}\right)_{\text{crit}} = \frac{0.13}{G^{1/2}}$$

或

$$p_{\text{crit}} = 1.9\,\frac{c^8}{G^3 m^2}\left(1 - \left(\frac{m_{\text{crit}}}{m}\right)^2\right)^{-3} \qquad m \geqslant m_{\text{crit}} \tag{7.1.12}$$

导致自引力塌缩启动的另一个重要机制是外部触发机制,也称受激(或感应)恒星形成. 由于从本质上讲分子云经常处于暂稳性质的不稳定态中,因此稍加触发即可使其脱离这种不稳定平衡.

启动分子云塌缩的外部源主要有:旋涡密度激波(正如旋涡星系中经常看到的年轻星沿旋臂的分布),云-云碰撞,以及已经形成的星等.这最后一种情况包括主序前星的星风,由大质量星形成的膨胀的 HⅡ 区以及主序后星的质量抛射.其中最为突出的是超新星爆发,它们将触发下一代恒星的形成.由此可见,恒星的形成是物质的抛射和膨胀运动的不可避免的结果.通过这些膨胀运动或激波压缩了分子云和云块,激发了云的引力塌缩最后形成星.但从另一方面看,这种运动又常常导致云的破坏或为分子云的湍动支持提供能量从而又妨碍了星的形成.不过这一额外效应是很难明确地决定的[25].

自发恒星形成同时也会引起一种正反馈,即一个星(或一组星)可以触发其它星的形成,甚至连锁地引起几代星的形成.这就是所谓的连续的恒星形成,或者说恒星形成的自传播方式[54].从一个星系的尺度上看,这种正反馈可能导致星暴或者某种没有旋涡密度波的旋涡结构.Scalo 和 Struck-Marcell 提出,如果恒星形成和云瓦解的时标变得与云形成的时标可以比拟时,就可能解释上述的星暴现象[55].同样,从另一角度看,如果恒星的形成增加了湍动支撑从而阻碍了星的进一步形成,那么就代表了一种负反馈.综合这两种结果,可以达到一种自控制的恒星形成[56].应用这种模型于星系还可以得到与观测一致的恒星形成速率[57].

区别自发与受激恒星形成的方法可以根据恒星形成速率 $\mathrm{d}m_*/\mathrm{d}t$ 与云特性以及环境的依赖关系[25].可以预期,基于自发恒星形成的恒星形成速率应正比于分子云的质量 m_{cloud},即 $\mathrm{d}m_*/\mathrm{d}t = C_{\mathrm{sp}}m_{\mathrm{cloud}}$.比例系数 C_{sp} 与云特性有关.对于受激恒星形成,通常意味着在 $\mathrm{d}m_*/\mathrm{d}t$ 和 m_{cloud} 之间有某种非线性的关系.而这一关系的准确性质将依赖于外部的触发机制.如对于云-云碰撞触发恒星形成,预期 $\mathrm{d}m_*/\mathrm{d}t \propto (n_{\mathrm{cloud}})^2$, n_{cloud} 是单位体积中云的数密度.(还可见本书§5.3.)如果云的质量谱是普适性的,则可预期恒星形成

速率将依赖于星系中分子材料的总质量 m_{tot} 的平方，即 $\propto(m_{tot})^2$. 对于更复杂的受激形成模型则要综合正的和负的反馈作用一起考虑. 通常我们可假设，对于受激恒星形成，有 $dm_*/dt = C_{st}(m_{cloud})^\alpha$，而 $\alpha>1$. 如果自发与受激对恒星形成都有贡献，则恒星形成速率可写成

$$\begin{aligned} dm_*/dt &= (dm_*/dt)_{sp} + (dm_*/dt)_{st} \\ &= C_{sp}m_{cloud} + C_{st}(m_{cloud})^\alpha \qquad \alpha > 1. \end{aligned} \tag{7.1.13}$$

接着我们可通过研究恒星形成速率和分子云质量 m 的关系，来探讨受激恒星形成的重要性.

受激的恒星形成触发机制以及上述的恒星形成自传播方式虽然比较流行，但仍然存在着不少困难[1]. 如根据外部激发条件，原恒星的塌缩应该是由外向里的，而目前观测上可以得到的证据表明，这个过程却是由里向外的. 第二，如果磁场在支撑分子云上起一个主要的作用，那么它们就限制了感应引力塌缩的能力. 第三，外部触发(即受激机制)需要事先存在一些成熟的星，这就意味着，在任何情况下，需要有某些自发机制来提供第一代的恒星形成.

7.1.4 恒星形成的双模式理论

根据经验上的分析，很长时期都认为低质量星和高质量星可能是在不同的地点因不同的机制(或过程)而形成的，这就是所谓恒星形成的双模式理论[1,58].

双模式理论是有相当的观测依据的. 初期的双模式的恒星形成的看法是由 Herbig 提出的[59]. Herbig 注意到在像 Taurus 这样的恒星形成区中没有发现质量比 $2m_\odot$ 大的星. 与此对比，在 Orion 中的年轻恒星天体(YSOs)既有大质量的又有低质量的. Herbig 还推测在一个已知云中恒星的诞生发生在大约几千万年时间内，而低质量星是在大质量星之前诞生的. Mezger 和 Smith 也从多方

面论证了高质量星和低质量星可能是在一个整体尺度上空间分开的[60]，也即OB型星的形成主要发生在银河系旋臂上的大云复合体中．而T Tauri型的星则产生在遍布银河系盘的小云和大云中．以后的观测进一步加强了这些基本看法．特别是Solomon等将分子云分成冷星族（T<10 K）和热星族（包含许多T>20 K核的云）后发现，这种不包含谱型早于晚B型星的冷云平滑地分布于整个银盘，而趋向于最大的云中的热云则和射电HⅡ区成协，并且明显地归属于旋臂星族[61]（见本书§5.3）．

综合上述的观测和分析，图7.4展示了一个恒星形成过程的图景[62]．（在这里假设分子云只是湍动支撑的．当湍动支撑消失时，我们称其为湍动解耦．）由该图可见，低质量星主要由温度较低的小分子云塌缩而成，但也可以形成于巨分子云中的小团块，因此它在银盘上有较均匀的分布．然而大质量星只从巨分子云中形成（注：罕见情况除外），并且要求特别的条件，如云的质量大，密度高，并且存在某些外部的激波源，如星风，云-云碰撞或者旋臂波等．此外，低质量星可能诞生于大质量星之前．大质量星则主要生成在温度较高的旋臂上，它同时也反映了大质量星对云的大量热输出．大质量星与产生它的母分子云（GMCs）的激烈相互作用将在大约10^7a时标上破坏它，进而产生一些小分子云（或者某些HⅠ区）．这些云在旋臂波的作用下又在大约2×10^8a时标内形成更多的GMCs，从而构成了恒星形成材料的循环．

近十多年来，由于高分辨率的近红外成图观测与分子的观测同步进行和综合分析，对恒星形成模式有了更深刻的理解．如上一节提到过的Lada等人的工作就是一个典型例子（见图7.3）．E. Lada等人对L1630云（Orion B）的2.2 μm巡天的一个最惊人的结果是发现与整个分子云准确成协的96%的红外源都嵌埋在很好定义的4个星团中！而这4个星团在面积上只占整个区域的18%．更有甚者，其中3个富星团包含了最多的年轻星．这样，如果

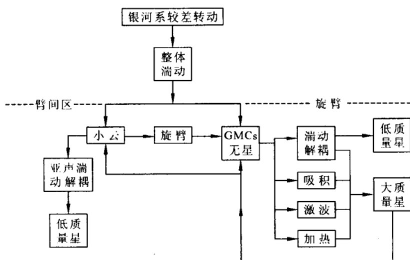


图 7.4 低质量星和大质量星形成模式的一个框架图[62]

L1630 云在 GMCs 中具有典型性的话，那么可以得出结论，在巨分子云中甚至星系中大多数的恒星形成(甚至包括低质量星)是发生在致密星团的环境中，而不是在孤立的原恒星系统中[9]. 因此，Flank Shu 曾指出，“双模式恒星形成”的术语已经从强调“低质量星”对“高质量星”转变为恒星形成的“松散-聚集”(loosely-aggregated)对“致密-堆积”(closely-paked). 这一提法粗略地和老的提法“星协”对“星团”相当，不过它不需要包含“引力无束缚”对“引力束缚”的含义[58]. “松散-聚集”和“致密-堆积”的区分涉及引力塌缩是对单个的小云独立地进行从而形成单个的星(或双星)，还是对一个巨分子云中的一大片区域进行，然后或多或少同时地产生了一个密集的星群.

目前所理解的“双模式恒星形成”指的是恒星的“孤立形成”和“星团形成”这两种模式[27,52]. 它们和上面的各种提法没有本质的区别. 首先，大质量星几乎无一例外地以星团模式形成，而许多低质量星实际上也在大质量星形成区中形成，因此总的说来这两种

模式中“星团形成”模式更具有支配的地位.“孤立形成”模式存在的前提是分子云中有加强密度的相对孤立的区域存在,并且可以指向一个单独的中心塌缩.恒星的“孤立形成”模式已取得大量的观测依据,其中 Clemens 和 Barvains 给出的包含 248 个球状体的星表就提供了许多研究的基础(见参考资料[27]和本书 7.1.2 节).观测表明,暗云核(密度 $n \geqslant 10^4\ cm^{-3}$)和球状体是寻找低质量星孤立形成的重要场所.在 $n \approx 10^4 cm^{-3}$时,恒星形成可以在柱密度大于 $8 \times 10^{21} cm^{-2}$时发生[27].在启动云核的引力塌缩问题上(假设激波压缩和云-云碰撞不考虑),湍动衰竭和磁双极扩散一直是两个竞争的因素.某些运动学的证据支持了暗云核是湍动衰竭的.和“孤立形成”模式不同,“星团形成”模式与非常大的云核相联系,大云核的巨大质量($m > 10^3 m_{\odot}$)足以产生大的星团和星协.此外,与孤立形成云核相比,这些云核是更致密的(典型的密度,$n \approx 10^6 cm^{-3}$),更湍动的和更动力学活跃的区域.其中高的云核密度是最致密星团的形成以及大质量星的并合形成方式所要求的(注:目前关于大质量星的形成提出了两种可能的方式,即吸积方式和中、小质量原恒星并合方式).已经有一些核显现出了全面塌缩的证据,但大多数的核并未形成这样的图景.相对低质量星的孤立形成模式,目前对星团模式的研究无论在理论上还是观测上都是不够的.对两种模式间过渡的理解更是粗略的.预期高空间分辨率和高灵敏度的中-红外观测将提供深埋的年轻星族的清晰的图景;而高谱分辨率的光谱将可以示踪正在形成星附近的运动学.总之,对银河系恒星的“星团形成”模式的深入研究将无疑推动我们对恒星甚至星系起源和演化的认识.

§7.2 分子云中的力学平衡

7.2.1 分子云自引力塌缩的金斯判据

假定有一个不含磁场和湍动的自引力云，惟一的外力是引力势，云中气体在未受扰动前速度为零，密度 ρ_0 和压强 p_0 均为恒量. 此时若有一个密度扰动 ρ_1 出现于云中，则云中各力学量将相对其原有的平衡值产生一个小偏离. 如密度 $\rho=\rho_0+\rho_1$，$p=p_0+p_1$，速度 $\boldsymbol{v}=\boldsymbol{v}_1$. 将它们代入气体动力学方程，最后气体的连续性方程和运动方程分别为：

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t}+\rho_0 \quad \nabla\cdot\boldsymbol{v}_1=0 \tag{7.2.1}$$

和

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}_1}{\partial t}=-\nabla\varphi_1-\frac{\nabla p_1}{\rho_0} \tag{7.2.2}$$

对于理想气体中的等温过程，$p_1=\dfrac{kT}{\mu m_{\mathrm{H}}}\rho_1=a^2\rho_1$，这里的 k 是玻耳兹曼常数，μ 是以氢原子质量 m_{H} 为单位的每个气体粒子的质量，a 为气体的声速. 此时泊松方程变为

$$\nabla^2\varphi_1=4\pi G\rho_1 \tag{7.2.3}$$

将(7.2.1)～(7.2.3)合并可得波动方程

$$\left(\nabla^2-\frac{1}{a^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\frac{4\pi G\rho_0}{a^2}\right)\rho_1=0 \tag{7.2.4}$$

该方程具有平面波解，即密度扰动

$$\rho_1=A\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)} \tag{7.2.5}$$

将其再代入波动方程，可得频率为 ω 的扰动和波矢 $\boldsymbol{k}$ 所满足的色散关系

$$\omega^2=k^2a^2-4\pi G\rho_0=\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\left(\frac{kT}{\mu m_{\mathrm{H}}}\right)-4\pi G\rho_0 \tag{7.2.6}$$

具有波长 λ 比临界波长(Jeans,1902 年)[1]

$$\lambda_J = a\left(\frac{\pi}{G\rho_0}\right)^{1/2} = \left(\frac{\pi kT}{\mu m_H G\rho_0}\right)^{1/2} \tag{7.2.7}$$

大的密度扰动,将随时间指数地增长.因此这种波是不稳定的.长度 λ_J 称为金斯长度.尺度大于 λ_J 是引力不稳定的,并导致引力收缩.

如果自引力体系是一个直径为 λ_J 的球形云,则相应的临界质量 m_J 为

$$m_J = \frac{4\pi}{3}\rho_0\left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3 \approx \left(\frac{\pi kT}{\mu m_H G}\right)^{3/2}\frac{1}{\rho_0^{1/2}} \tag{7.2.8}$$

m_J 称为金斯质量(Jeans,1928 年)[2].

在观测上通常采用数密度 n(单位:cm^{-3})来表示云密度,则

$$m_J = 18\,T^{3/2}\,n^{-1/2}m_\odot \tag{7.2.9}$$

当分子云的质量 $m>m_J$ 时,将引起引力塌缩,进而形成星.关系式(7.2.7)或(7.2.9)即为著名的引力不稳定性的金斯判据,它在恒星形成问题中具有极其重要的作用.满足金斯判据的云,其引力作用超过内部压力而占支配地位.无论取什么形式,金斯判据都可能是所有天文学中引用得最频繁的一个不稳定性理论的结果[3].

7.2.2　位力定理

位力定理是经典多质点体系的一个动力学定理,是许多天体物理学领域中的一个重要的理论工具.在分子云物理,如分子云的力学平衡以及恒星形成中都有广泛的应用.

对于一个稳定的自引力体系在不考虑外部压力情况时,如果 U 为体系总的内部能量,W 为体系的总的引力势能,则有

$$2U + W = 0 \tag{7.2.10}$$

这就是位力定理.式中的函数 U 也可理解为体系内气体质量的热能.如果出现 $2U>-W$ 的情况,即 $2U+W>0$,此时体系内部的热压力将超过体系的自引力,预期体系会膨胀.反之,如果 $2U<$

$-W$，即 $2U+W<0$，此时体系将收缩. 用下面几个关系可以方便地反映一个体系所处的动力学状态. 若

$$
\begin{aligned}
2U+W &< 0 \quad \text{收缩} \\
&= 0 \quad \text{平衡} \\
&> 0 \quad \text{膨胀}
\end{aligned}
$$

如果体系中还存在自转与磁场,当达到平衡时,位力定理为

$$2R+2U+M+W=0 \tag{7.2.11}$$

式中 R 为体系的总转动动能，M 为总磁能.

对于一个球对称的、半径为 R、密度 ρ 均匀分布的、质量为 m 的分子云,其总的引力势能为

$$W=-\int_0^m \frac{Gm(r)\mathrm{d}m}{r}=-\frac{16\pi^2}{3}\rho^2 G\int_0^R r^4\mathrm{d}r=-\frac{3}{5}\frac{m^2G}{R} \tag{7.2.12a}$$

对于一个半径为 a，厚度为 $2h$ 的均匀密度盘,则可证明其引力势能为

$$W=-\frac{1}{3}\frac{m^2Gh}{a^2} \tag{7.2.12b}$$

当分子云密度分布非均匀时,分子云的总势能

$$W=-\alpha\frac{m^2G}{R} \tag{7.2.13}$$

式中 α 是一个接近 1 的数,它与分子云中气体集中的程度有关,或者说与云内部密度分布轮廓有关.

下面我们介绍在有外部压力情况下,一个自引力磁云的位力定理的一般形式,以及在有磁场情况下,外部压力和云内部各种力间的平衡[3].

考虑一个质量为 m 的导电流体被限制在一个稀薄的压力为 p_{ext}的外部介质内,它的体积为 V. 同时假设该云正通过内部压力 p 和磁场 B 的结合抗衡自引力塌缩而支撑着. 此时力的平衡方程

可写成

$$0=-\rho\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \tag{7.2.14}$$

式中$-\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}$是由气体云引起的引力场，并有

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}=-G\int_V\frac{\rho(\boldsymbol{x}')(x_i-x'_i)}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^3}\mathrm{d}^3x' \tag{7.2.15}$$

T_{ik}是和周围磁场有关的 Maxwell 应力张量. 有

$$T_{ik}=\frac{B_iB_k}{4\pi}-\frac{|\boldsymbol{B}|^2}{8\pi}\delta_{ik} \tag{7.2.16}$$

在(7.2.14)中我们忽略了外部介质对右边各项的贡献，如在(7.2.15)式中我们只考虑包含在体积V中质量所引起的引力.

如果用x_m去乘方程(7.2.14)，并对体积V积分，可以得到张量形式的位力定理，其非对角元部分将携带与角动量守恒有关的信息[4]. 我们这里感兴趣的是探究该张量方程. 现在用x_i乘方程(7.2.14)，并对体积V积分，得下式

$$0=\int_V\left(-\rho x_i\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}-x_i\frac{\partial p}{\partial x_i}+x_i\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k}\right)\mathrm{d}^3x \tag{7.2.17}$$

现在我们将上式中的各项除了表示成对体积的积分外，有的还变换成对包围该体积V的面积A的积分.

首先上式中的气体压力项可写成

$$-x_i\frac{\partial p}{\partial x_i}=-\frac{\partial}{\partial x_i}(x_ip)+\frac{\partial x_i}{\partial x_i}p$$

利用$\partial x_i/\partial x_i=\delta_{ii}=3$，并考虑到$\partial(x_ip)/\partial x_i=\nabla\cdot(\boldsymbol{x}p)$，这样上式中右方的第一项可由对体积积分换成对面积积分，最后得到

$$-\int_V x_i\frac{\partial p}{\partial x_i}\mathrm{d}^3x=2U-\oint_A p\boldsymbol{x}\cdot\boldsymbol{e}_\mathrm{n}\mathrm{d}A \tag{7.2.18}$$

式中U是包含在体积V中的气体的热能. 已知

$$U=\frac{3}{2}\int_V p\mathrm{d}^3x \tag{7.2.19}$$

在许多实际应用中，与体积分项 $2U$ 相比，可以忽略(7.2.18)式右边的面积分项. 这是因为云表面的压力和典型的内部压力相比是小的. 另一方面，如果在整个 V 内 p 是常量，则(7.2.18)式的右方的面积分项和体积分项应该相消.

用类似的方式，(7.2.17)式中的 Maxwell 应力项可写成

$$x_i \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} = \frac{\partial (x_i T_{ik})}{\partial x_k} - \frac{\partial x_i}{\partial x_k} T_{ik} = \nabla \cdot (\boldsymbol{x} \cdot \overleftrightarrow{T}) + \frac{|\boldsymbol{B}|^2}{8\pi} \tag{7.2.20}$$

这里我们用到了 $(\partial x_i/\partial x_k)T_{ik} = \delta_{ik}T_{ik} = T_{ii} = -|\boldsymbol{B}|^2/8\pi$. 因此(7.2.17)式中磁项的贡献为

$$\int_V x_i \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \mathrm{d}^3 x = M + \oint_A \boldsymbol{x} \cdot \overleftrightarrow{T} \cdot \boldsymbol{e}_n \mathrm{d}A \tag{7.2.21}$$

式中 M 是在体积 V 中所包含的磁场能量，有

$$M \equiv \int_V \frac{|\boldsymbol{B}|^2}{8\pi} \mathrm{d}^3 x \tag{7.2.22}$$

如果此时磁感线是直线(即磁张力为零)，磁场是均匀的，即 $B=$常量(磁压梯度为零)，则此时方程(7.2.21)右边的体积分项和面积分项再次相消.

对于引力项，将(7.2.15)式表示的 $-\partial\varphi/\partial x_i$ 代入，可得

$$-\int_V \rho x_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \mathrm{d}^3 x = -G \iint_{VV} \frac{\rho(\boldsymbol{x})\rho(\boldsymbol{x}') x_i (x_i - x'_i)}{|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'|^3} \mathrm{d}^3 x' \mathrm{d}^3 x$$

除了 x_i 和 $x_i - x'_i$ 外，上式积分相对变量是对称的. 因此如果我们用 $(x_i - x'_i)/2$ 替代 x_i 可以得到同样的积分值. 令 W 表示体积 V 内气体的自引力能量，则

$$-\int_V \rho x_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \mathrm{d}^3 x = W \tag{7.2.23}$$

考虑到 $(x_i - x'_i)(x_i - x'_i) = |\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'|^2$，也可写成

$$W \equiv -\frac{1}{2} G \iint_{VV} \frac{\rho(\boldsymbol{x})\rho(\boldsymbol{x}')}{|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'|} \mathrm{d}^3 x' \mathrm{d}^3 x \tag{7.2.24}$$

将关系式(7.2.18),(7.2.21)和(7.2.23)加在一起,我们得到如下的标量的位力定理:

$$W + 2U + M = p_{\text{ext}} \oint_A \boldsymbol{x} \cdot \boldsymbol{e}_n \mathrm{d}A - \oint_A \boldsymbol{x} \cdot \overleftrightarrow{T} \cdot \boldsymbol{e}_n \mathrm{d}A \tag{7.2.25}$$

在上式的右方,令边界面 A 上的压力等于 p_{ext} 并且假设其为常量.

最后应提到,由于我们没有作准静态的假设,因此在方程(7.2.14)的左边,还应包括 $\rho Du_i/Dt$. 这样我们在方程(7.2.25)中得到两个附加项. 在方程左方应加上两倍的动能,即 $2K$

$$K \equiv \int_V \frac{1}{2}\rho|\boldsymbol{u}|^2 \mathrm{d}^3x$$

K 是大块的运动或湍动的贡献,类似(7.2.19)式表示的随机运动的贡献. 在方程的右方还应加上$(1/2)\mathrm{d}^2I/\mathrm{d}t^2$,$I$ 是系统的转动惯量,有

$$I \equiv \int_V |\boldsymbol{x}|^2 \rho \mathrm{d}^3x$$

最后标量的位力定理具有下面的形式

$$W + 2K + 2U + M = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}^2I}{\mathrm{d}t^2} + p_{\text{ext}} \oint_A \boldsymbol{x} \cdot \boldsymbol{e}_n \mathrm{d}A - \oint_A \boldsymbol{x} \cdot \overleftrightarrow{T} \cdot \boldsymbol{e}_n \mathrm{d}A \tag{7.2.26}$$

下面我们从(7.2.25)式出发,讨论在存在磁场时,外部压力和云内部各种力间的平衡. 首先假设体积 V 是一个半径为 R 的球,则积分 $\oint_A \boldsymbol{x} \cdot \boldsymbol{e}_n \mathrm{d}A$ 等于$\int R \cdot R^2 \mathrm{d}\Omega$,是对 4π 立体角的积分. 这就启发我们可以定义一个平均半径 R,使

$$4\pi R^3 \equiv \oint_A \boldsymbol{x} \cdot \boldsymbol{e}_n \mathrm{d}A \tag{7.2.27}$$

只要云不是非常扁平的,关系式(7.2.27)是对云赤道半径的

一个合理的表示.这样,当不考虑磁场因素时,由(7.2.25)式可得 $W+2U=4\pi R^3 p_{\text{ext}}$.这就是有外部压力压缩时云的位力定理.当考虑磁场因素时,我们可通过引进某些无量纲形式的因子,如 α 和 β,首先将自引力能和磁项分别写成:

$$W = -\alpha \frac{m^2 G}{R} \tag{7.2.28}$$

$$M + \oint_A \boldsymbol{x} \cdot \overleftrightarrow{T} \cdot \boldsymbol{e}_{\text{n}} \mathrm{d}A = \beta \frac{\Phi^2}{R} \tag{7.2.29}$$

(7.2,28)式即前面提到过的(7.2.13)式.(7.2.29)式中 Φ 是通过赤道横截面(守恒)的磁通量(磁流),其量值大约为 πBR^2,B 是云中的磁感应强度.预期 α 的量级是 1,β 的量级是 $1/6\pi^2$(如果磁感线不是近乎直线和均匀的,即面和体的积分贡献不能对消时,β 还要小得多).

对于一个由理想气体组成的等温云,$p=a^2\rho, a^2=kT/\mu m_{\text{H}}=$ 常量,那么我们可积分(7.2.19)式得到

$$U = \frac{3}{2} a^2 m \tag{7.2.30}$$

式中 $m = \int_V \rho \, \mathrm{d}^3 x$ 为云的质量.将以上几个方程代入(7.2.25)式,得到

$$p_{\text{ext}} = \frac{1}{4\pi}\left(-\alpha \frac{Gm^2}{R^4} + \beta \frac{\Phi^2}{R^4} + 3 \frac{a^2 m}{R^3}\right) \tag{7.2.31}$$

p_{ext}就是让云保持在半径 R 内所需要的外部压力.

为了从物理上更好地来理解(7.2.31)式的意义,我们假设如果可忽略磁场和自引力的效应,也即令 Φ 和 G 均为零.对于一个等温云,由(7.2.31)式得到

$$p_{\text{ext}} V = a^2 m = \text{常量} \tag{7.2.32}$$

这里已假设 V 是一个球形云的体积.上式也可写成 Boyle 定律的形式,即

$$p_{ext}V = NkT,\ N = m/\mu m_H$$

式中 N 是云的总粒子数，μm_H 是平均分子重量. 为了防止一个非自引力云膨胀，外部压力应该等于内部压力.

如果是 $\Phi=0$，但是 $G\neq 0$，对于一个等温的气体云要限制在一个半径为 R 的球形体积中，则部分依靠外压力，部分依靠自引力，即

$$p_{ext} = -\alpha\frac{Gm^2}{4\pi R^4} + \frac{3a^2 m}{4\pi R^3} \tag{7.2.33}$$

对大的 R，右方的第二项占支配地位，忽略第一项，可还原到 Boyle 定律. 此时所要求的 p_{ext} 随 R 增大按三次方减小. 对于较小的 R，自引力项开始起作用，所需要的外压力也可减小. 这样就存在一个临界值，p_{ext} 达到最大，所在位置记作 R_{max}. 图 7.5 表示的就是当球形云气体质量的自引力靠内部(等温)压力和外部压力(假设是由一个热的云际介质引起)结合起来抗衡时的压力-尺度关系. 由图可见，在 $R>R_{max}$ 情况下，要求减小外部压力来保持云的平衡. 当 $P>P_{ext}$ 后没有平衡存在. 对于质量一定的云，当云的半径 $R<R_{max}$ 后，平衡所要求的 $p_{ext}<p_{max}$，且 R 越小，所要求的 p_{ext} 也越小. 显然，此时的云对于引力塌缩是不稳定的.

关于考虑磁场效应后云的力学平衡，我们将在“分子云的磁场支撑”一节中介绍.

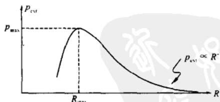


图 7.5　当球形云的自引力靠云内部压力与外部压力结合起来抗衡时，球形云气体质量的压力和尺度的关系[3]

7.2.3 支撑分子云的主要因素

上面我们论证了当分子云的质量大于金斯质量后，它将因引力收缩而形成星. 由于较重分子与尘埃都是非常有效的冷却剂，因此在达到非常高密度前云的塌缩将是等温的. 在这种情况下可以忽略气体运动方程中的热压力梯度项，而认为分子云是以自由下落方式以

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho}\right)^{1/2} = \frac{3.4 \times 10^7}{\sqrt{n}}\mathrm{a} \qquad (7.2.34)$$

的时标进行收缩[5,6]. 取一个 $T_k = 10$ K, $n \geqslant 50$ cm^{-3}的典型参数，得 $t_{ff} \leqslant 5 \times 10^6$ a. 根据银河系分子材料的总质量约$(1 \sim 3) \times 10^9 m_\odot$，我们可以预期银河系的恒星形成速率$\geqslant 200 m_\odot \mathrm{a}^{-1}$. 这个值大大超过了多年来根据观测得到的约 $3 \sim 5 m_\odot \mathrm{a}^{-1}$的估计(参看本书 7.1.1 节). 仔细分析，准确的恒星形成速率应写成[7]

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = \frac{m_{tot}}{t_{ff}} \varepsilon \frac{t_{ff}}{t_{cl}} \qquad (7.2.35)$$

m_{tot}是分子云的总质量，t_{cl}是云的寿命，ε 是在 t_{cl}时间内云质量转移到恒星中去的份额，是一个较小的量. 如通过年轻星团的质量和成协分子云质量直接比较得到 $\varepsilon < 1\% \sim 2\%$[8]. 此外，由于大多数云的质量总是处于结构中，其密度远大于 50 cm^{-3}，通常为 $300 \sim 10^3$ cm^{-3}，因此实际的 t_{ff}要比上面估计的还要小. 这样无论采用哪一种分子云形成模型，一般总有 $t_{ff} < t_{cl}$，甚至 $t_{ff} \ll t_{cl}$. 这就必须存在某些作用来支撑分子云. 抗衡分子云塌缩的因素可分为 3 类：

(1)热运动(气体压力)；

(2)非热运动(分子云自转、湍流、各种波等)；

(3)磁场.

在上述的各种支撑机制中，磁场可能是决定性的因素，因为如

果没有磁场,就很难理解在分子云中观测到的转动与湍动[9].对于分子云核,由于金斯质量 $m_J \ll m_{cl}$分子云的质量,热压力可能是重要的.下面我们来分析各种机制在支撑分子云中的具体作用.

1. 分子云的转动支撑

转动对分子云的支撑作用已经通过在某些分子云中速度位移的观测以及一些暗云在平行银面方向上被拉长等事实所证实.为平衡自引力,要求转动速度$>3(n/10^4)\mathrm{km \cdot s^{-1} \cdot pc^{-1}}$,一些小暗云满足该条件.对于这种云转动可能是平衡分子云的主要因素.然而 Arquilla 和 Goldsmith 对暗云的一个系统的研究却表明,对大多数云,转动支撑是少见的[10],即使在大的暗云的稠密核中观测到的转动也很少.这样看来,转动与其他非热运动相比重要性较小.然而,当云核进一步收缩时,转动的作用显现了出来.到了中心致密区域,由于角动量守恒,转动作用变得非常重要,甚至阻止恒星的形成.在大多数云中转动现象不明显,这很可能是磁制动的缘故[11].

转动对分子云最简单的影响是由于转动引起的离心力削弱了引力场的作用.如要离心力与引力平衡,则要求转速

$$\Omega = \left(\frac{mG}{R^3}\right)^{1/2} \qquad (7.2.36)$$

因此当旋转速度很大时,可以制止云在垂直转轴的平面上的塌缩.由(7.2.36)式还可推出对星云密度的限制,即在球形云情况下,如果

$$\rho > \frac{3\Omega^2}{4\pi G} = \rho_{crit} = 3.6 \times 10^6 \Omega^2 \mathrm{g \cdot cm^{-3}} \qquad (7.2.37)$$

由于引力不稳定性,分子云仍能塌缩.如果分子云是盘形,上式中的系数稍大一些.

Chandrasekhar 等讨论了转动对引力收缩的影响,当扰动波

传播方向与转动方向垂直时，(7.2.6)式表示的色散方程变为

$$\omega^2 = k^2a^2 + 4\Omega^2 - 4\pi G\rho \tag{7.2.38}$$

而最小不稳定波长

$$\lambda_J = \frac{\pi a}{(\pi G\rho - \Omega^2)^{1/2}} \tag{7.2.39}$$

所以如果 $\Omega^2 > \pi G\rho$，就不会发生引力不稳定性(与(7.2.36)式的估计基本相符). 对于沿其它任何一个方向上传播的波，若满足金斯条件 $k^2a^2 - 4\pi G\rho < 0$，则仍要出现引力不稳定性.

2. 分子云的湍动支撑

由分子云中 CO 谱线的测量得知，CO 谱线的宽度对应非常超声的流体运动. 当把它们解释成分子云的湍动时，其速度达到位力值，即 $\Delta v \approx (2Gm/R)^{1/2}$，式中 Δv 是谱线半宽，R 是分子云半径. 由观测还发现 CO 的线宽和分子云尺度有一个 $\Delta v \propto R^{\alpha}$ 经验关系，Larson 导出该 $\alpha \approx 0.3$，Sanders 和 Dame 等得到 $\alpha \approx 0.5 \sim 0.6$. 这种观测到的尺度-线度关系已试图用湍动谱来解释(见本书 §5.3). 从理论上讲，超声湍动的困难在于当缺乏磁场时，它是高度耗散的[9,12]. 对于单个团块讲，这种情况更为严重. 为了使湍动可以提供对一个云的力学支撑，湍动速度 v 应该是位力速率的量级，湍动的特征尺度 l 应远小于云的尺度. 结果导致湍动耗散时间 l/v 比横越分子云的时间 R/v 短得多. 在这种情况下，靠湍动来支撑一个云是不可能的，除非有一种机制能在这么短的时间内补充湍动耗散的能量，或者说湍动支撑要求各种能量的注入机制，如膨胀的 HⅡ 区、超新星爆发、云-云碰撞、银河系较差转动以及星风等.

超声的湍动虽有因激波的耗散而迅速衰减的问题，但由于磁场与转动支撑有一个致命弱点，即它们分别在磁场方向和转动轴方向上失效. 而湍动支撑可以避免这一问题. 因此在存在磁场和能源补充的情况下，湍动对分子云的支撑仍有意义. 湍动支撑主要是通过湍动压来实现的. 类似热运动压力的处理方法，有湍动压 $p_{\rm turb}$

$\propto \rho v_{\mathrm{turb}}^2$. 对于具有一个随波数 k 幂律下降的湍动，通常的金斯判据将反转，即越大的尺度变得越稳定[13].

3. 分子云的磁场支撑和阿尔文湍动

由于磁场与湍动不同，它是不容易耗散的，所以把它作为抗衡分子云自引力塌缩的重要的因素是值得考虑的. 对分子云的支撑所要求的磁场强度则可从前面介绍过的位力定理中导出.

在 7.2.2 节中我们推导了一个自引力磁云的位力定理(7.2.25)式. 并由它出发导出了一个半径为 R 的磁云达到平衡时各种力应满足的关系，即

$$p_{\mathrm{ext}} = \frac{1}{4\pi}\left(-\alpha\frac{Gm^2}{R^4} + \beta\frac{\Phi^2}{R^4} + 3\frac{a^2m}{R^3}\right) \qquad (7.2.31)$$

由该式可见，磁场项和引力项有相同的 R^{-4}关系. 因此和等温气体压力不同，磁场对云的支撑和自引力收缩以同样的因子(或效果)随 R 改变. 因此我们可以把这两项结合在一起考虑，写成

$$\frac{1}{4\pi R^4}(-\alpha Gm^2 + \beta\Phi^2)$$

如果现在我们只讨论磁场对自引力塌缩的抗衡，那么只要磁的临界质量 m_Φ 超过分子云的质量，磁场就可以提供所要求的对分子云的支撑. 由上面关系得到：

$$m_\Phi = \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^{1/2} G^{-1/2}\Phi \qquad (7.2.40)$$

通过对详细的云模型所作的数值计算，得$(\beta/\alpha)^{1/2}\approx 0.13$[14,15]，和前面提到过的$(1/6\pi^2)^{1/2}$的估计比较接近. 用到磁化分子云团块时，(7.3.40)式中的磁通量可写成 $\Phi = \pi B R^2$，这样考虑磁场后与金斯质量等效的临界质量变为

$$m_\Phi \approx 0.13G^{-1/2}\Phi \approx 10^3 m_\odot\left(\frac{B}{30\mu\mathrm{G}}\right)\left(\frac{R}{2\mathrm{pc}}\right)^2 \qquad (7.2.41)$$

现在用(7.2.40)式的定义重写(7.2.31)式，得

$$p_{\text{ext}} = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\alpha G}{R^4}(m_\Phi^2 - m^2) + 3\,\frac{a^2 m}{R^3}\right) \qquad (7.2.42)$$

如果分子云的准确质量 $m<m_\Phi$，则上式右边总是正的，我们称它为亚临界质量(相对于引力塌缩而言). 在磁流保持冻结在物质的情况下，事实上没有一种压力可以驱使云无限收缩(如为了形成星)(见图 7.6). 也就是说，在 $m_\Phi>m$ 时，依靠磁场完全可以支撑住分子云.

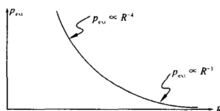


图 7.6 当云的自引力靠云内部热压力、磁场以及与外部压力结合起来抗衡时，球形云气体质量的外部压力和尺度的关系[3]

反之，如果分子云的准确质量 $m>m_\Phi$(见图 7.7)，则 $m_\Phi^2-m^2$ 是负的，这时磁的效应和非磁情况相比，仅仅相当于对自引力效应加了一个有效的稀释. 我们称分子云有了一个磁的超临界质量. 此时，足够的外部压力(或者内部热压力的支持不足)就可以引起无限制的引力塌缩，即使磁流完全冻结在云物质中.

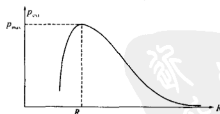


图 7.7 云的质量 $m>m_\Phi$ 时，球形云的外部压力和尺度的关系[3](其它情况同图 7.6)

在分子云中，p_{ext}和 $3a^2m/4\pi R^3$ 通常至少比 $\alpha Gm^2/4\pi R^3$ 小一个量级，所以 m 比 m_Φ 大一些就会立刻导致引力塌缩.

综上所述，要使磁场能抗衡分子云的塌缩，关键是磁场必须有足够的强度以确保 $m_\Phi > m$. 由热的 OH 分子的 Zeeman 分裂得到了许多恒星形成区分子云的磁场. 如 Orion A(125 μG)，Orion B (38 μG)，W22A(18 μG)，W22B (32 μG)，W40(14 μG)，W49B (21 μG)，S88B(69 μG)，S106(130 μG)[9]. 从与恒星形成区成协的脉泽源中导出的磁场总强度可达几个 mG[16]. 因此在不少分子云中磁场可对分子云直接支撑. 然而在更多情况下，磁场作为支撑分子云的主要机制，主要是通过与湍动结合，激发磁流体波来实现的. 这是因为从已有的观测资料来看，大多数分子云的磁场强度大约只有 10～20μG[11]. 此外，磁场只对运动的带电粒子起支撑作用(由于磁冻结)，因此还要求分子云有足够的电离成分. 磁场对于中性气体是通过双极扩散产生摩擦而支撑，但这种带电粒子与中性气体的滑移又可引起磁场的扩散，从而在一定程度上使云失去支撑而塌缩. 因此，现在趋于认为磁的作用与湍动作用结合起来是支撑分子云的主要机制. 合理地估计磁感应强度 B 和气体密度 n，可以得到一个阿尔文速度

$$v_A = B/(4\pi\rho)^{1/2} \approx 1.4\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}\ Bn^{-1/2} \qquad (7.2.43)$$

(式中 B 的单位为 μG，n 的单位为 $\mathrm{cm^{-3}}$. 质量密度 $\rho = \rho_n + \rho_i \approx \rho_n$)这个 v_A 值更接近真实分子云中所观测到的速度. 这样虽是超声湍动但可能是亚-阿尔文速的. 阿尔文波的传播将促进分子云向外运动并降低湍动耗散速率. 用这种湍动来提供某些平行于磁场线的支撑是可能的. 此外，磁场与湍动结合还可用来预期分子云的一个理论的尺度-线宽关系. 即 $\Delta v \propto R^{0.5}$，恰好类似于我们以前曾提到过的由观测得来的关系.

7.2.4　磁场在恒星形成中的作用

磁场对恒星形成的意义首先表现在它是支撑分子云，抗衡自

引力塌缩的重要因素,从而保证了观测所要求的低的恒星形成效率.(详见上一节分析.)磁场第二个重要性在于它通过磁制动效应和双极扩散来实现恒星形成过程中所必需的角动量转移和磁流(磁通量)转移.

1. 恒星形成研究中的两个难题

众所周知,恒星形成研究中一直存在着两个难题,即所谓角动量问题和磁流问题.

(1) 角动量问题

观测已证明分子云中存在转动,即具有非零的角动量.在一个孤立云中总角动量 J 应该是常量.也就是

$$J \propto \Omega(t)R^2(t) = \Omega_0 R_0^2 = \text{常量}$$

式中 $\Omega(t)$ 是分子云的自转角速度,$R(t)$ 是分子云半径. Ω_0 和 R_0 则分别对应初始时云的自转角速度和半径.当分子云塌缩成星时,由角动量守恒得

$$\Omega_* = \Omega_0\left(\frac{R_0}{R_*}\right)^2$$

Ω_* 和 R_* 则分别表示恒星的自转角速度和半径.如果 $\Omega_0 \approx 10^{-14}$ s^{-1}(它对应 1 km · s^{-1} · pc^{-1} 的自转速度),$R_0 \approx 10^{17}$cm,则可得在 $R_* \approx 10^{11}$cm 时,$\Omega_* \approx 10^{-2}\ s^{-1}$. 这样大的自转速度对于一个星是不可想像的,它远大于一个星崩溃时的转动速度.因此在分子云塌缩过程中必须有一种机制来转移过多的角动量.

(2) 磁流问题

类似角动量的问题,分子云塌缩过程中磁通量 Φ 也应保持不变.即 $\Phi \propto BR^2 =$ 常量.这样从分子云演化到星,最后恒星的磁场 B_* 和形成它的分子云初始磁场 B_0 间应有下述关系:

$$B_* = B_0\left(\frac{R_0}{R_*}\right)^2$$

如果 $B_0 \approx 3 \times 10^{-5}$G,$R_0 \approx 10^{17}$ cm,$R_* \approx 10^{11}$cm,则得 $B_* \approx 3 \times$

10^7G. 除了白矮星和可能的中子星外，如此高磁场的恒星也是不可能的. 因此，寻找某些方法来实现磁流损失对恒星的形成也是至关重要的. 磁场的制动效应和双极扩散在解决以上两个难题中起了决定性的作用.

2. 磁制动效应

Spitzer(1978 年)指出：能使气体凝聚体的转动动量减少的途径至少有两个. 一个是把角动量从自转运动转移给轨道运动，它适于自转原恒星分裂成两个原恒星的情况. 另一个是把角动量从自转凝聚体转移给周围的星际气体，这种转移或者借助湍流对流或者通过磁致应力[5]. 可以设想，在密度较高的分子云的外面是密度较低的介质，并假设初始时，介质的角速度为零. 如果此时磁场 B 平行于分子云的转轴，且既穿过分子云又穿过它周围的气体，那么在分子云和介质交界处，磁场将被扭曲. 可以证明，这种磁感线的扭折将以阿尔文的速度 v_A 沿磁感线向外移动. 并使周围介质中的气体加速到一定的角速度. 这种通过阿尔文波的传播将分子云多余的角动量转移到星周气体的效应是恒星形成过程中最主要的一种磁制动效应.

Shu 认为，这种扭力的阿尔文波的产生还可以解释由分子云观测导出的小的角速度[9]. 通常，当分子团块外面包层的转动速率可测时，该速率的量级，$\Omega\approx 1\ \mathrm{km\cdot s^{-1}\cdot pc^{-1}} = 3\times10^{-14}\ \mathrm{rad\cdot s^{-1}}$. 而同样量级的角速度也在 Taurus 复合体的 NH_3 核中经常被观测到[17]. 这就说明分子云团块的核很可能是通过磁制动与它的包层转动耦合的.

采用一个简单模型，可以估计分子云磁制动的特征时间. 假设分子云核是一个半高为 z，半径为 R，密度为 ρ_{core} 的柱体，它被嵌埋在密度为 ρ_{env} 的包层中. Mouschovias 和 Paleologou 证明，对于平行磁场 B_0 的角速度分量，磁制动的特征时标[18]

$$\tau_{\parallel}=\frac{\rho_{\text{core}}}{\rho_{\text{env}}}\frac{z}{v_{\text{A}}} \tag{7.2.44a}$$

对于垂直磁场 B_0 的角速度分量,相应的磁制动的特征时标则为

$$\tau_{\perp}=\frac{1}{2}\left[\left(1+\frac{\rho_{\text{core}}}{\rho_{\text{env}}}\right)^{1/2}-1\right]\frac{R}{v_{\text{A}}} \tag{7.2.44b}$$

对于 $\rho_{\text{core}}\gg\rho_{\text{env}}$情况，制动垂直分量的时标将比制动水平分量的时标短得多. 这种在平行磁场方向上的较低的制动效率将导致分子云核的转动轴趋向于平行磁场方向. 同时分子云也更容易在磁场方向收缩,从而形成扁平的圆盘. 这种效应可以解释为什么很多源的双极外向流的轴沿着磁场的方向.

3. 双极扩散

在分子云加热一节中我们介绍了双极扩散的加热机制,已涉及到双极扩散的概念和性质. 这里主要讨论如何通过双极扩散减小分子云塌缩过程中的磁流以及双极扩散系数和扩散时间的估计.

当分子云中的电离度变得非常低的时候,分子云的磁支撑变成了双极扩散. 通常分子云核是轻微电离的,因此分子云中的双极扩散是必须考虑的. 双极扩散指的是磁场和等离子体(主要指离子)相对中性气体的缓慢漂移(扩散). 造成双极扩散的原因是由于离子受大尺度电磁力的影响,而中性粒子却不受其影响. 此时中性粒子只有通过与离子滑移时产生的摩擦阻力(拖曳)来抗衡自引力而得以支撑. 至于作用在带电粒子流上的压力和引力与作用在其上面的 Lorentz 力相比总是非常小的.

每单位体积的 Lorentz 力可由下式表示:

$$f_L=\frac{\boldsymbol{j}}{c}\times\boldsymbol{B}=\frac{1}{4\pi}(\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B} \tag{7.2.45}$$

这里利用了 Ampere 定律,即 $\boldsymbol{j}=\frac{c}{4\pi}(\nabla\times\boldsymbol{B})$. 每单位体积中性粒子对离子的阻力则由下式计算(见 § 5.6):

$$f_{\mathrm{d}} = n_{\mathrm{i}} n_{\mathrm{n}} \langle \sigma u \rangle_{\mathrm{in}} m_{\mathrm{in}} (\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}} - \boldsymbol{v}_{\mathrm{n}}) = \rho_{\mathrm{i}} \rho_{\mathrm{n}} \gamma (\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}} - \gamma_{\mathrm{n}}) \quad (7.2.46)$$

式中下标 i 和 n 分别表示离子和中性粒子，$m_{\mathrm{in}} = m_{\mathrm{i}} m_{\mathrm{n}} / (m_{\mathrm{i}} + m_{\mathrm{n}})$，$\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}}$ 和 $\boldsymbol{v}_{\mathrm{n}}$，分别是离子和中性粒子流的速度，$\rho_{\mathrm{i}}$ 和 ρ_{n} 分别是离子和中性粒子的质量密度，$\gamma = \langle \sigma u \rangle_{\mathrm{in}} / (m_{\mathrm{i}} + m_{\mathrm{n}})$，它是离子-中性粒子碰撞时与动量交换有关的阻力系数. 据 Draine 估计，$\gamma \approx 3.5 \times 10^{13}$ $\mathrm{g}^{-1} \cdot \mathrm{cm}^{3} \cdot \mathrm{s}^{-1}$[19]. 由(7.2.45)和(7.2.46)式的平衡，最后可以得到离子相对中性粒子的漂移速度为

$$\boldsymbol{v}_{\mathrm{d}} \equiv \boldsymbol{v}_{\mathrm{i}} - \boldsymbol{v}_{\mathrm{n}} = \frac{1}{4\pi \gamma \rho_{\mathrm{i}} \rho_{\mathrm{n}}} (\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B} \quad (7.2.47\mathrm{a})$$

如果 $\boldsymbol{B}$ 是在一个值为 R 的典型尺度上变化，那么在量级上有

$$v_{\mathrm{d}} \approx \frac{B^2}{4\pi \gamma \rho_{\mathrm{i}} \rho_{n} R} \approx \frac{v_{\mathrm{A}}^2}{V} \quad \text{式中} \quad V \equiv \gamma \rho_{\mathrm{i}} R \quad (7.2.47\mathrm{b})$$

由于典型的离子磁回旋频率 $eB/m_{\mathrm{i}}c$ 要比离子和中性粒子的碰撞频率 $\rho_{\mathrm{n}}\gamma$ 大得多，因此在离子被撞掉之前已经绕磁场旋转了很多次. 这样就可认为离子是有效的制约在磁场中的. 而磁场本身随时间的缓慢演化也就可以通过磁场冻结在等离子(离子加电子)上近似得到[3](尽管分子云中的电离度是低的)，即

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla \times (\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{v}_{\mathrm{i}}) = 0 \quad (7.2.48)$$

将方程(7.2.47a)代入(7.2.48)式得到了下面非线性的扩散方程

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla \times (\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{v}_{\mathrm{n}}) = \nabla \times \left\{ \frac{\boldsymbol{B}}{4\pi \gamma \rho_{\mathrm{i}} \rho_{\mathrm{n}}} \times [\boldsymbol{B} \times (\nabla \times \boldsymbol{B})] \right\} \quad (7.2.49)$$

这样，有效的双极扩散系数

$$\eta_{\mathrm{AD}} \approx \frac{B^2}{4\pi \gamma \rho_{\mathrm{i}} \rho_{\mathrm{n}}} = v_{\mathrm{A}}^2 t_{\mathrm{ni}} \quad (7.2.50)$$

式中 v_{A} 是介质中的阿尔文速度，$t_{\mathrm{ni}} \equiv (\rho_{\mathrm{i}} \gamma)^{-1}$ 是中性粒子在离子中运动时的平均碰撞时间. 如果磁场的特征尺度为 R，则双极扩散的时间：$t_{\mathrm{AD}} \approx R^2/\eta_{\mathrm{AD}} \approx R/v_{\mathrm{d}}$. 它与离子和中性粒子间的碰撞速率有

关，与二者的密度比（电离度）有关. 对于一个磁支撑的自引力云，如果满足以下两个条件：

$$v_{\mathrm{A}}^2 \equiv \frac{B^2}{4\pi\rho} \approx v_{\mathrm{vir}}^2 \equiv \frac{Gm_{\mathrm{cl}}}{R}$$

$$\rho_{\mathrm{i}} = C\rho_{\mathrm{n}}^{1/2} \tag{7.2.51}$$

则 t_{AD}和分子云动力学时标 $t_{\mathrm{dyn}} \approx R/v_{\mathrm{A}} \approx (G\rho_{\mathrm{n}})^{-1/2}$之比在量级上近似满足下式（这里假设了 $\rho \approx \rho_{\mathrm{n}}$）：

$$\frac{t_{\mathrm{AD}}}{t_{\mathrm{dyn}}} \approx \frac{\gamma C}{2(2\pi G)^{1/2}} \tag{7.2.52}$$

前式中 v_{vir}是位力平衡速度，C 与分子云的电离度有关. Elmegreen 得到 $C = 3\times10^{-16}\mathrm{cm}^{-3/2}\cdot g^{1/2}$[20].

由上式可见，此比值与分子云的质量和半径无关. 如用上面给出的 γ 和 C 代入，大致可得 $t_{\mathrm{AD}} \sim 10t_{\mathrm{ff}}$，$t_{\mathrm{ff}}$是云的自由下落时间，和 t_{dyn}量级相同. 由此可预期双极扩散通常以一个比云的动力学事件慢的速率发生. 因此 Spitzer 得出结论：等离子漂移（双极扩散）引起磁场衰减的可能性在自由下落时间内并不重要. 然而如果磁力（很可能与离心力一起）将云或其碎块维持于流体静力学平衡状态，那么这个过程就可大大减小磁通量，从而允许云逐渐收缩[5].

§7.3 分子云塌缩与原恒星

7.3.1 分子云核的引力塌缩过程和原恒星的形成

原恒星也称“星胎”，是形成恒星的星前物质. 从恒星演化的角度看，原恒星是处于从分子云核过渡到主序星前慢收缩阶段的早于核反应开始前的天体. 早在上世纪 50 年代和 60 年代，理论天体物理学家就试图弄清较大位形的气体星云到底是如何通过准静态的收缩过程达到所谓的主序星的. 由于原恒星是在分子云核中

发展和形成的，因此在这里我们首先要弄清分子云中的小云核是如何形成的.

1. 分子云核的形成

根据分子云的力学平衡和演化的研究可以知道，如果分子云是靠磁场支撑的，那么这样的云(或大的分子团块)将自动地发展成子团块，即小云核.这是因为低电离度的自引力物质的磁支撑必然发展到物质中中性成分相对磁场的滑移(双极扩散)，这种双极扩散将导致中性物质逐渐地集中到一些子凝聚区，在那里磁的支撑在分子云总支撑中占有的比重变得越来越小[1].

在一个实际的分子云团块中，初始时由于内部各处物理条件的不同可以包含许多的金斯质量，而分子团块的总质量 m_{cl} 仍小于磁支撑的临界质量 m_{cr}. 因此我们可预期这团块将准静态地碎裂成许多"核"，每个核将试图渐近地达到一种磁感线变得是均匀和直线的位形，如同背景场的情况.同时在这样的结构中总的速度弥散达到纯热运动的值.看来这样的图景对小的宁静的分子云核可以提供很好的演化解释.这种云核已经在许多 Taurus 暗云中观测到[2].满足上述条件的这种云核当其位形变得足够中心集中时，加上因双极扩散和湍动耗散不断地失去磁的和湍动的支持，云核最终将经受整个的动力学塌缩.这样的现象已明显地发生在分子云复合体的暗云核中.如刚才提到的 Taurus 区中大约就有一半的暗云核是 T Tauri 型星形成的位置(参见图 7.2).

2. 分子云核的自里向外(inside-out)塌缩——单个等温球的自相似塌缩

在引力塌缩开始时，由于尘埃和分子的辐射，分子云的塌缩几乎是等温的，加上有效的磁制动其旋转速度很低，分子云中的剩余的磁场对一个核的磁支持也变得越来越不重要了.此时，分子云中气体的连续的亚声速的演化，只要保持热压力梯度和引力场的平

衡(在球形几何下,即满足方程$\frac{a^2}{\rho}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r}=-\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}r}$,式中 ρ 是密度,φ 是引力势),则将产生一个 $1/r^2$的密度分布[3]. 具体说,一个单个的等温球的密度分布可写成如下形式:

$$\rho=\frac{a^2}{2\pi Gr^2} \tag{7.3.1}$$

引力场可写成

$$\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}r}=\frac{2a^2}{r} \tag{7.3.2}$$

上二式中 $a=(kT/m)^{1/2}$,是气体的等温声速,T 和 m 分别是(恒定的)温度和平均的气体分子质量. 由方程(7.3.1)看,虽然系统有一个确定的温度,但它没有一个特征密度,也即没有一个特征的金斯质量. 每一个半径 r 处,有一个金斯质量.

原恒星塌缩形成的数值模拟已普遍建立了这种 $1/r^2$密度轮廓,甚至在云的初始状态是均匀的时候. 如早期的 Bodenheimer 和 Sweigart(1968 年)以及 Larson(1969 年)的计算就表明,一个非转动的和非磁的云总是产生一个 $\rho\propto r^{-2}$的密度分布[3,4]. 更引起人们兴趣的是 Shu(1977 年)证明了这种等温核的引力塌缩可以以一个自相似的方式进行,并且可以以一个单参数为特征[5,6]. 下面我们就重点介绍 Shu 的分子云核自里向外(inside-out)的塌缩模型[6].

根据问题中的两个独立变量 r 和 t,首先可以形成一个无量纲的相似变量,即

$$x\equiv r/at \tag{7.3.3}$$

对于等温球, 连续性方程可写成

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\rho u)=0 \tag{7.3.4}$$

式中 u 为气体流速. 根据球壳层的质量守恒,有方程

$$\frac{\partial m}{\partial t}+u\frac{\partial m}{\partial r}=0,\ \frac{\partial m}{\partial r}=4\pi r^2\rho \tag{7.3.5}$$

对于理想的等温球,其运动方程可写成

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial r}=-\frac{a^2}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial r}-\frac{Gm}{r^2} \tag{7.3.6}$$

现在我们来找一个方程(7.3.5)和方程(7.3.6)的相似解,并把它写成下面形式:

$$\rho(r,t)=\frac{\alpha(x)}{4\pi Gt^2},m(r,t)=\frac{a^3t}{G}\widetilde{m}(x),u(r,t)=av(x) \tag{7.3.7}$$

将方程(7.3.7)代入方程(7.3.5),得到

$$\widetilde{m}+(v-x)\frac{\mathrm{d}\widetilde{m}}{\mathrm{d}x}=0,\quad \frac{\mathrm{d}\widetilde{m}}{\mathrm{d}x}=x^2\alpha$$

在上面的方程中消去$\frac{\mathrm{d}\widetilde{m}}{\mathrm{d}x}$,可得

$$\widetilde{m}=x^2\alpha(x-v) \tag{7.3.8}$$

通过一些直接的处理,方程(7.3.4)和(7.3.6)可表示成

$$[(x-v)^2-1]\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}x}=\left[(x-v)\alpha-\frac{2}{x}\right](x-v) \tag{7.3.9}$$

$$[(x-v)^2-1]\frac{1}{\alpha}\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}x}=\left[\alpha-\frac{2}{x}(x-v)\right](x-v) \tag{7.3.10}$$

这样,由(7.3.1)式表示的单个等温球的密度分布方程恰好对应方程(7.3.9)和(7.3.10)的一个准确的(稳定)解,即

$$v=0\ ,\ \alpha=2/x^2,\ \widetilde{m}=2x \tag{7.3.11}$$

将这个解代入方程(7.3.7)得到密度和质量的时间依赖关系,$\rho=a^2/(2\pi Gr^2)$和$m=2a^2r/G$. 如果我们将方程(7.3.11)当作"初始态",可以预期对于$t>0$的解看来是自相似的(注意,这个$t\to 0^+$时的"初始态"是在所有r上用$x\to\infty$的行为来表示的). 表7.4列出了单个等温球引力塌缩相似解的结果数据,这个解可以有下面

的物理解释.

表 7.4 等温球引力塌缩的相似解[6]

x	α	$-v$	$\widetilde{m}$	x	α	$-v$	$\widetilde{m}$
0.00	∞	∞	0.975	0.50	4.04	0.735	1.25
0.10	27.8	3.47	0.993	0.60	3.35	0.528	1.36
0.20	11.5	2.05	1.03	0.70	2.86	0.363	1.49
0.30	7.09	1.40	1.08	0.80	2.50	0.225	1.64
0.40	5.14	1.01	1.16	0.90	2.22	0.106	1.81
				$\geqslant$1.00	$2/x^2$	0.000	$2x$

在 $t=0^+$,设想有一个可引起等温球"自里向外"塌缩的扰动存在,同时在这个球的致密中心区正在形成一个流体静力学平衡的原恒星,它的尺度与正在下落的包层相比非常小,因此在这相似解中可近似成一个点.对于无量纲半径 $x>1$ 的包层,将保持未受扰动的形态,这是由于流体动力学的信号还没有足够的时间传播到 $r>at$ 的地方.这样在一个以声速传播的膨胀波的边界,$r=at$,物质保持在初始态用(7.3.1)式可表示的流体静力学平衡中.而在 $r=at$ 上的波前将触发向内的运动.在 $r\approx 0.4at$ 内还将产生超声的内向流速度(见表 7.4, $x=0.4$ 时, $-v=1.01$).同时密度随 r 的分布开始达到自由下落的形式,即 $\rho\propto r^{-3/2}$.此时下落的物质正加速指向中心,并达到由下式给出的渐近的自由下落速率:

$$v \to -(2m_0/x)^{1/2}, \quad \alpha \to (m_0/2x^3)^{1/2} \qquad (7.3.12)$$

或者说此时的气体下落速度 $v\propto r^{-1/2}$. 式中 m_0 是 $x\to 0$ 时的 m. 在数值上,这个落向中心的约化质量

$$m_0 = 0.975 \qquad (7.3.13)$$

相应的可由(7.3.7)式求得中心天体的质量等于

$$m(0,t) = m_0 a^3 t/G$$

换句话说，等温塌缩的相似解产生了一个中心天体，即最初的原恒星. 它是分子云核中心的一个高密度和高温度的流体静力学核. 它的质量随时间将线性地增加. 相应的质量下落(或吸积)速率是

$$\dot{m} = m_0 a^3/G = 0.975 a^3/G \tag{7.3.14}$$

对于一个具有温度 $T=10$ K，声速 $a=0.19\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$的分子云核，由上式得到 $m=2\times10^{-6} m_\odot\ \mathrm{a}^{-1}$. 以这样一个吸积率要建立一个 $1m_\odot$ 质量的星需要 5×10^5a 的时间. 然而等温球引力塌缩的相似解并不能给出为什么在某个特定时间后下落应该停止的线索，即它不包含(低质量)恒星形成的特征质量尺度，而只是有一个特征的质量-吸积速率. 什么因素最后决定了恒星的质量尺度？内向流什么时候转为外向流？我们将在下一节中讨论它们.

3. 转动的效应和原恒星模型

在上面的讨论中一个重要的问题是没有考虑转动以及磁场对分子云核和原恒星形成的影响. 然而转动和磁场对于形成围绕原恒星的星云盘是至关重要的. 这种绕星盘已经被越来越多的观测所证实，并且在驱动分子外向流上有关键的作用. 将转动的效应作为一种扰动加入到上述的处理已有结果[7]. 星际磁场的动力学效应也开始以一种可靠的方式进入上述的计算[8,9]. 本节主要介绍转动的效应.

在一个初始的均匀的速率 Ω 上的(慢)转动效应可以采用单个的扰动理论来严格地处理[7]. 如果云的初始态是一个缓慢转动的单个等温球，那么具有二维变量的轴对称的时间(依赖塌缩可以解析地得出. 但是在以声速传播的膨胀波的前方($at < r < a/\Omega$)这种平衡转动仍然是亚热的，密度分布非常接近于(7.3.1)式. 对在比 at 小得多但比云核的离心半径 R_C 大得多的地方，密度分布将接近自由下落的形式，即

$$\rho = \frac{\dot{m}}{4\pi(2GM)^{1/2}} r^{-3/2} \tag{7.3.15}$$

上述的离心半径

$$R_c \equiv G^3 m^3 \Omega^2 / 16a^8 \tag{7.3.16}$$

式中 $m \equiv \dot{m}t$，现在的 m 是中心星加盘的质量.（7.3.15）式对描述几乎是径向流线的准-稳下落的气体密度是合适的. 下落物质在转动影响下，由于离心力的作用将曲线下降，并优先落入赤道平面而不是中心星上. 结果在分子云核的中心区产生了一个空洞和绕星盘. 图 7.8 展示的就是一个正在转动和塌缩的原恒星系统的直观图像[10]，它是根据 Terebey，Shu 和 Cassen（1984 年）以及 Adams 和 Shu（1986 年）的模型描绘的[7,11]. 半径为 R_C 的星云盘的形成也

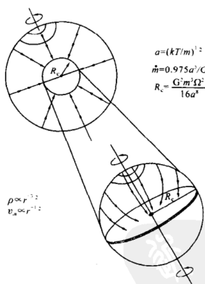


图 7.8　基于 Terebey，Shu 和 Cassen（1984 年）以及 Adams 和 Shu（1986 年）模型所描绘的一个正在转动的和塌缩的原恒星系统的直观图像[10]

是角动量守恒的结果. 对所有角度积分可以得到盘外，R_C 和 R_*

(星半径)之间近似的密度分布 $\rho \propto r^{-1/2}$[11]. 在上述过程中由于原恒星核不断辐射掉下落气体释放的引力势能,它的光度将不断地增加. 当在原恒星表面的吸积波前气体塌缩停止和热化时,原恒星的光度可由下式计算:

$$L_*(t) = \frac{Gm_*(t)\dot{m}}{R_*} \qquad (7.3.17)$$

(7.3.17)式说明,原恒星的很大光度不是来源于核反应,而是来自塌缩气体的引力能损失,或者说所有下落气体的动能都转化成了辐射,当然,这只是一种近似的计算.

利用上面介绍的塌缩解所确定的塌缩核的密度分布,中心源的光度以及下落包层中的尘埃特性,我们可以计算原恒星的出射能谱,这将在下一节中详细介绍.

为了更好地理解考虑转动效应后的原恒星模型,可以举一个典型的数值例子. 假设有一个可忽略磁场和湍动的分子云,温度 $T=10$ K,平均分子量 $m=2.3\ m_{\mathrm{H}}$,转动速度 $\Omega=1\ \mathrm{km\cdot s^{-1}\cdot pc^{-1}}$. 由 T 和 m 求得声速 $a=0.2\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$,由方程(7.3.1)求得在 $r\approx 10^{17}$cm 处(与 NH_3 核的成图观测相符),密度 $\rho\approx 3\times 10^4\mathrm{cm^{-3}}$,由方程(7.3.14)求得气体吸积速率 $\dot{m}\approx 2\times 10^{-6} m_\odot\ \mathrm{a^{-1}}$,根据 $m=\dot{m}\,t$,将在 $t=2.5\times 10^5$a 内建立一个 $m=0.5\ m_\odot$的星(当恒星风已经产生). 同时根据已知的角速度由(7.3.16)式可得绕星盘半径 $R_C\approx 45$ AU,它粗略地与围绕 T Tauri 星的尘埃盘的尺度一致.

上面的讨论给出了在考虑塌缩天体的离心支撑后,(热)塌缩动力学的一个典型的描述. 这个结果可以用到具有行星系统的单星形成的一般问题上. 最终可能对于具有相对短轨道周期(例如小于 10^3a)的双星也有意义. 然而对于具有大的初始转动速率的云核或具有超临界初始质量-磁流比的团块的碎裂,将要求另外的研究[12].

7.3.2 年轻恒星天体(YSOs)的能谱分布和性质

在§7.1节我们曾提到检验恒星形成理论正确与否的一个关键是看理论预期的恒星初始质量函数(IMF)或质量谱是否与观测相符. 本节我们将讨论另一个检验恒星形成理论的重要方法,即在年轻恒星天体(Young stellar objects,简称YSOs)演化的每一个阶段上,理论预期的能谱分布是否与实测一致.

1. 低质量年轻天体的红外能谱分布和谱分类

由于新形成的年轻星,特别是原恒星深埋在厚的、由气体和尘埃组成的拱星包层(CSE)中,它们吸收了YSOs辐射的较短波长的光子,继而又在较长波长上再发射,因此预期YSOs的能谱分布(Spectral energy distribution,简称SED)将主要处在波长大于1 μm的红外部分. 此外,由于和YSOs成协的拱星尘埃有一个比中心天体大得多的空间范围,在这个范围内尘埃温度从内到外有很大的变化,因此在CSE的辐射和YSOs的辐射达到平衡后,将建立起一个比单黑体谱宽得多的出射能谱[10]. YSOs红外谱的形态和性质将依赖于年轻星周围物质的性质和分布. 同时与YSOs的演化状态也密切有关. 例如在恒星形成的最早阶段(原恒星阶段),一个胚胎星被大量下落的拱星物质所围绕. 而在进一步演化的阶段(主序前星阶段),大多数恒星形成的材料已经并入年轻星本身,因此这二者的出射能谱会很不相同. 多年来的研究也表明,和晚期演化星类似,在恒星形成早期,其红外能谱存在一个连续演化的序列,它反映了年轻星从原恒星到零龄主序星的演化[10,13]. Adams,Lada和Shu的研究还证实这种演化序列可以用一个物理上的自相似恒星形成和早期演化理论来模拟[14]. 为了研究恒星早期红外谱的演化性质有必要根据其谱的形态作出分类.

从另一个角度看,由于大多数YSOs天体深埋在厚的气体和

尘埃包层中，不具有明确界定的光球，而气体和尘埃产生的能谱分布又对应很宽的温度范围，因此很难用 HR 图(L-T_{eff}关系图)来确定恒星形成极早期的分类与性质[15]. 为了描述 YSOs 天体在极早期的特征及分类，就出现了各种方法. 如能谱分布中的谱斜率、红外消光、能谱的平均频率等. 其中以 Adams，Lada 和 Shu[14]提出的谱斜率分类应用最广，因为谱斜率的大小和正负可以很好地来表征能谱分布的形状. 根据 2.2 μm 上的谱斜率 $\alpha(= -\mathrm{dlg}\nu F_\nu/\mathrm{dlg}\nu)$，Lada 等人将低质量年轻星的能谱演化分为以下几个阶段[14,16,10]. 它们分别对应 Ⅰ 类源、Ⅱ 类源和 Ⅲ 类源. 它们各自的典型红外谱见图 7.9. 这 3 类源能谱分布和中心 YSO 的基本性质如下：

Ⅰ 类源(Class Ⅰ)：

该类天体在 2 μm 上的红外谱斜率 $\alpha>0$. 它们的 SEDs 比单一黑体温度或正常的恒星光球的 SEDs 宽得多，很可能是温度在 300～1 000 K 间的热尘埃包层辐射的结果. 在这个包层中有一个热的(3 000～5 000 K)似星的天体，由于它们深埋在致密分子云核中，因此它们的发射大部分集中在远红外波段. 光学上几乎是不可见的. Ⅰ 类源初始时被认为是原恒星，以后的研究表明它们是相对演化的原恒星，典型的年龄大约为$(1\sim2)\times10^5$ a.

Ⅱ 类源(Class Ⅱ)：

该类天体在 2 μm 上的红外谱斜率$-2<\alpha\leqslant0$. 同样，它们的 SEDs 比正常的恒星光球的 SEDs 宽. 其能谱分布的峰在光学波段. 在红外上它的 SEDs 具有幂律形式. 这些源通常是可见的，并且在光学上分类为经典的 T Tauri 星或者 FU Ori 星. 它们可以用带有拱星盘的主序前星(pre-main sequence stars，简称 PMS)来模拟. 许多 Ⅱ 类源同时处在分子云里的星团中.

Ⅲ 类源(Class Ⅲ)：

该类天体在 2 μm 上的红外谱斜率 $\alpha\leqslant-2$. 具有正常恒星的能谱分布，即类似于单个黑体的辐射谱. 没有大的红外色余. 这类

源包括经典的 PMS 星-裸的(naked)或者后(post)T Tauri 星以及年轻的零龄主序星(ZAMS).这类源以缺少拱星物质为特征.有的作者认为Ⅲ类源还包括带有光学薄盘的 PMS 星,而Ⅱ类源的绕星盘是光学厚的[13].

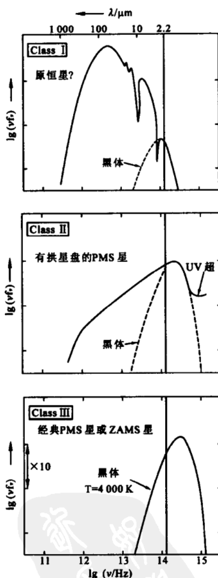


图 7.9　年轻恒星天体(YSO)能谱分布分类的直观图[10]

尽管大多数 YSOs 的能量分布可以分类成上述 3 种中的 1 种,但仍有很少的源在红外上不能由一个谱指数确定.在 YSOs 的 SEDs 中有的具有双隆起的特征,如一个在 1 μm 附近,另一个在 60 μm 附近隆起.这种双隆起的源通常可以分类成Ⅰ或Ⅱ类的子类.纯Ⅰ—纯Ⅱ的过渡是Ⅰ-D 类,纯Ⅱ—纯Ⅲ过渡为Ⅱ-D 类.

早型的 B 型星(已达到 ZAMS)常常产生这种Ⅱ-D 类双峰的能谱分布.因为它足够地亮以致可加热相对远处的冷的尘埃达到远红外发射所要求的温度.低质量星也可产生Ⅱ-D 类的 SEDs,但通常它在长波上的过量还不能产生一个 SED 上可分离的峰,只是使斜率和形状发生变化.对于Ⅰ-D 类谱所对应的天体则有不同的看法.如 Wilking(1989 年)认为,具有外向流的充分演

化的原恒星有Ⅱ-D类的SED[17]. 这是因为被外向流吹散而变薄和变冷的尘埃壳层在远红外有强发射，而低消光的中心星和拱星盘的发射则集中在近、中红外波段. Adams，Lada和Shu的计算则表明，具有拱星盘和剩余冷尘埃壳层的T Tauri星也能产生Ⅱ-D类的谱[14]. 总之，Ⅱ-D类的谱是处在原恒星和T Tauri星过渡阶段的谱.

2. Ⅱ类谱和Ⅰ类谱的解释

(1) Ⅱ类源是具有拱星盘的PMS星. 考虑一个光学厚，空间薄的盘围绕一个年轻星，假设这个盘可看成由许多同心环组成，(见图7.10a)，它在每个地方的辐射都看成是黑体的，那么如果温度分布 $T(r)\propto r^{-n}$，则最强辐射频率应满足

$$\nu\propto T(r)\propto r^{-n}\text{（见 Wein 定理）}$$

每个环在频率 $\nu\rightarrow\nu+\mathrm{d}\nu$ 间的辐射光度

$$L_\nu \mathrm{d}\nu = 2\pi r \mathrm{d}r\sigma T(r)^4 \propto r^{1-4n}\mathrm{d}r \propto r^{2-3n}\mathrm{d}\nu \propto \nu^{3-2/n}\mathrm{d}\nu$$

这样，
$$\nu L_\nu \propto \nu^{4-2/n} \tag{7.3.18}$$

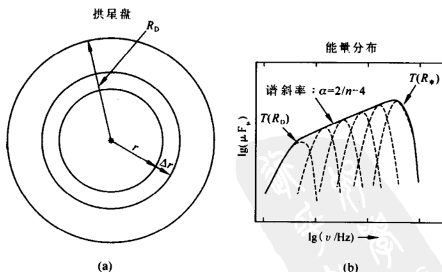


图7.10　(a)一个光学厚拱星盘的示意图.(b)实线表示的是该拱星盘总的出射能谱，虚线表示的是不同环温度下的黑体辐射谱[10]

它说明如果温度的分布是幂律的，则Ⅱ类源的谱分布也是幂律的. 幂指数(谱斜率)$\alpha=2/n-4$(见图 7.10b).(定义：$\nu L_\nu \propto \nu^{-\alpha}$)

对于一个由于引力势能局部粘滞耗散的结果而自发光的吸积盘，其温度分布满足下式，即

$$2\pi r\mathrm{d}r\sigma T(r)^4 = C\left(\frac{Gm_*\dot{m}}{r} - \frac{Gm_*\dot{m}}{r+\mathrm{d}r}\right) \propto \frac{Gm_*\dot{m}}{r^2}\mathrm{d}r \tag{7.3.19}$$

因此

$$T(r) \propto \left(\frac{Gm_*\dot{m}}{2\pi\sigma}\right)^{1/4} r^{-4/3} \tag{7.3.20}$$

上式说明，该粘滞吸积盘温度分布的幂指数 $n=3/4=0.75$. 其出射能谱

$$\nu L_\nu \propto \nu^{4-2/n} \propto \nu^{4/3} \tag{7.3.21}$$

即能谱斜率 $\alpha=-4/3\approx-1.33$. 但是大多数观测到的Ⅱ类源是以 $\alpha=-0.67$ 为特征的，这样对应的 $n\approx0.6$. 一些非粘滞的吸积盘的谱更平. 平谱源是不易拟合的，这是因为它们的光度产生的性质是不清楚的[10]. 然而，若这种源，包括 T Tauri 星本身是以一个活动的盘加上一个内部的中心星组成，那么可以拟合上述的平谱. 图 7.11 展示的就是Ⅱ类源 T Tauri 平谱的能谱分布[18]. 图中还给出了理论模型拟合的结果. 拱星盘的质量分别取 0.001，0.1 和 $1.0m_\odot$(虚点线)和无限大(实线)，左方图不透明度 $\kappa_\nu \propto \nu^2$. 右方图同样含义，只是 $\kappa_\nu \propto \nu^{1.5}$. Ⅱ类谱的最好解释是它们代表了由星周盘围绕的 PMS 星的辐射谱.

(2) 由于深埋的性质，很长时间Ⅰ类源一直被认为是原恒星. 它们的光度被假设几乎整个来自下落的气体和尘埃的吸积. 尽管对这一假设尚缺乏直接的证据，但这些源的能谱分布是对上述观点的有力的支持.

假设有一个球对称的延伸的Ⅰ类源，其结构如图 7.12 所示，

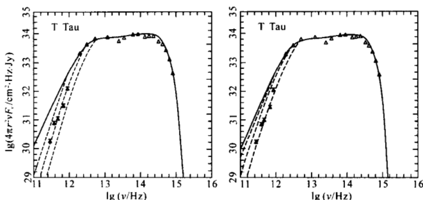


图 7.11 Ⅰ类源 T Tau 星平谱的能谱分布. 点线和实线表示取不同盘质量时的理论拟合结果(详见正文). (a)模型拟合时取不透明度 $\kappa_\nu \propto \nu^2$ (b)取 $\kappa_\nu \propto \nu^{1.5}$[18]

则其出射的辐射强度依赖于辐射区物质的密度和温度分布,即

$$I_\nu(\mu,r) = \int n(r)\kappa_\nu B[T(r)]e^{-\tau_\nu}ds \qquad (7.3.22)$$

式中延伸尘埃大气的温度分布 $T(r)$ 由星周包层和恒星辐射场的辐射平衡确定(详见 § 5.6). 若假定一个不透明度率 κ_ν, 由 SED 可导出源的密度分布. Ⅰ类源模型中的中心源是一个热的(大约 3 000～5 000 K)的似-恒星的天体,其延伸的尘埃大气的尺度≈ 10^4AU,密度分布也是幂率的,幂指数大约为 −1.5. 根据辐射平衡的要求Ⅰ类源的典型光度 $L=5.5L_\odot$. Ⅰ类源能谱中的中红外部分起源于星外 200 AU 的区域. 如果在此范围内都是球形分布,则由于对中心源消光太大,而使近红外的流量处于观测值之下. 为此提出在 200 AU 内有一个拱星盘的存在,它可提供强的中红外发射而仅在沿盘平面方向是过量消光的.

3. 0-类原恒星 低质量年轻天体能谱分布的演化序列

自 1986 年以来,发现不少嵌埋的 YSOs 比Ⅰ类源显示出更冷的能谱分布,Lada 称其为"极端的Ⅰ类源"[10], Andre 则称其为

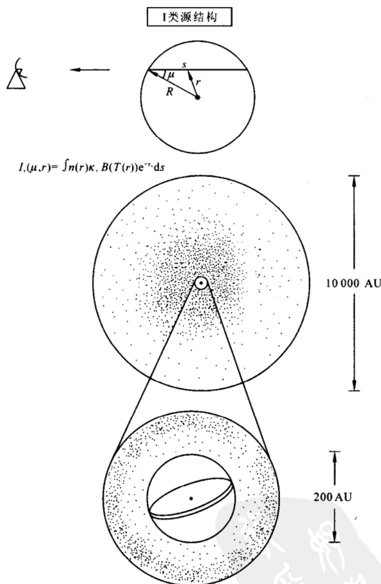


图 7.12 典型I类源的尘埃大气或包层结构示意图[10]

0-类原恒星或 0-类源[19]，它们只在远红外和毫米波上被探测到.并且总是与高度准直的双极外向流成协[10]. IRAS 16293－242 和

B 335 就是两个典型的 0-类原恒星的例子. IRAS 16293-2422 处在 Ophiuchi 的暗云复合体中. 这两个源曾经分别用修正的 $T=35$ K 和 $T=26$ K 的黑体谱很好地拟合,拟合中取尘埃不透明度 $\kappa_\nu \propto \nu^{1.5}$[10]. 然而,在纯 I 类谱中是很难用这种黑体谱拟合的. 近年来利用 ISO 的空间资料得到了这一类源的更为准确的能谱分布. 图 7.13 就是用新的资料展示的 0-类原恒星 IRAS 16293 和更冷星前核 L1554 的 SED. 类似文献[10],用 $T=30$ K, $\beta=1.5$ 和 $T=13$ K, $\beta=2$ 的参数可以对它们分别进行灰体谱的拟合[20].（见图 7.13 能谱中的实线,拟合中尘埃不透明度也具有 $\kappa_\nu \propto \nu^\beta$ 的形式.）图 7.13 中 IRAS 16293 的能谱分布取自 IRAS（中远红外）, ISO-LWS（远红外）以及 JCMT（sub-mm）的资料. L1554 的能谱资料则取自 ISOPHOT,JCMT 和 IRAM 的观测. 对 L1554 的远红外、亚毫米和毫米波上的连续辐射还分别在 90 和 200 μm（ISO）, 850 μm（SCUBA-Submillimeter Common User Bolometer Array）和 1.3 mm（IRAM）上进行了成图. 结果表明,该源在 200～1 300 μm 上有强的辐射,但在 90 μm 上几乎探测不到. 这说明 L1554 是非常冷的,有清晰的星前核特征的天体[20].

根据诸多的观测事实,Andre 总结出 0-类天体的几个主要特性[19,20]:

(1)这类天体常呈现出下列一些间接证据:如一个致密的厘米波上的射电连续源,一个准直的 CO 外向流或者一个内部的加热源.

(2) 这类天体有一个带有中央峰的延伸的亚毫米波发射,它示踪了球形的拱星尘埃包层的存在.

(3) 这类天体有高的亚毫米波对热光度的比率,其 $L_{smm}/L_{bol}>0.5\%$（L_{smm}是长于 350 μm 亚毫米波段的光度）. 这一特征支持了包层的质量超过中心天体的质量. 此外这类源有一个类似单一温度（T 大约为 15～30 K,见图 7.13）黑体的 SED.

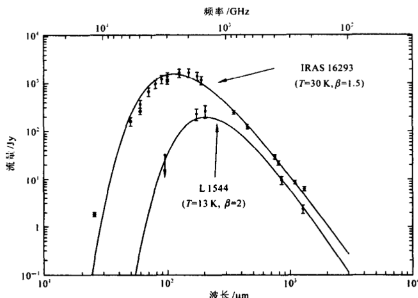


图 7.13 0-类原恒星 IRAS16293-2422 和星前核 L1554 的能谱分布，实线为简单的灰体辐射模型拟合结果[20]

特性(1)有助于区分 0-类源和星前核. 深度的 VLA 观测揭示，星前核的中心是没有射电连续源的. 而特性(2)和(3)则可将 0-类源和 Ⅰ、Ⅱ 类 YSOs 区分开来. 用 L_{smm}/L_{bol} 比可以粗略地示踪 YSOs 的拱星包层和中心天体的质量比 m_{CE}/m_*. 对于 Ⅰ 类源 $m_{CE}<m_*$，否则就是 0-类源. 当 0-类原恒星的拱星物质在外向流的作用下逐渐消散时，YSO 的 SED 将系统地演化[21]. 上述不同类别的 YSOs 的 SED 通过假设从 0-类到 Ⅲ 类总的包层质量的系统消散可以成功地模拟. 研究表明，从一种类别到下一种类别包层的质量将减小 5～10 的因子[22]. 目前在银河系中证实的 0-类原恒星大约有 40 个(见参考资料[20]中的表 1).

图 7.14 直观地展示了低质量的 YSO 能谱分布的一个经验的演化系列[13,21]，它是图 7.9 的补充. 该图的左图反映了 YSO 从 0-类→ Ⅰ 类→ Ⅱ 类→ Ⅲ 类源能谱形状和位置的变化. 和图 7.9 的差

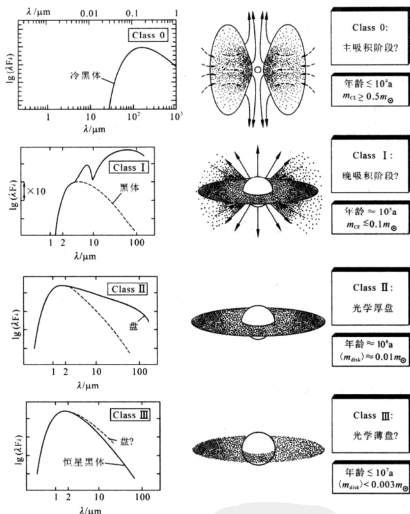


图 7.14　低质量年轻恒星天体能谱分布的演化序列及其相应的恒星早期演化阶段[21]

别是该图以波长为尺标，并令 $\alpha = \log(\lambda F_\lambda)/\log\lambda$，它和图 7.9 用到的定义结果是一样的. 从 0-类谱到 Ⅲ 类谱形状的连续变化正好对应了 YSOs 从最年轻的原恒星到零龄主序星的演化过程(读者还可结合图 1.5 和 7.9 一起理解). 图 7.14 的右图详细地给出了各

类源所对应的 YSO 的演化阶段. 依次是:主吸积阶段,晚吸积阶段,具有光学厚原行星盘的 PMS 阶段以及具有残骸盘(薄盘)的 PMS 阶段. 为了以一种比较统一的方式来描述这类年轻天体的演化,Myers 和 Ladd 引进了一个名叫"热温度 T_{bol}"的参数. T_{bol}定义为与观测到的 YSO 的 SED 有同样的平均频率的一个黑体的温度. 统计研究发现,相应于 SED 演化的 YSO 类别从 0-类→ Ⅰ 类→Ⅱ 类→ Ⅲ 类源,T_{bol}是单调上升的. 对于 0-类源,$T_{bol}<70$ K; Ⅰ 类源,$T_{bol}\approx70\sim650$ K;类源,$T_{bol}\approx650\sim2\,800$ K; Ⅲ 类源,T_{bol}约$>2\,800$ K[20]. 结合对应的热光度 L_{bol}可以得到每一类源在 L_{bol}-T_{bol}图(BLT 图)上的位置,这种嵌埋的 YSOs 的 BLT 图类似光学可见星的 HR(赫罗)图,对于分析低质量年轻恒星天体的形成和早期演化阶段是非常有用的[13,21].

关于大质量星的能谱分布没有找到像低质量星那样明显的演化序列,这是由大质量星的演化特征决定的,我们将放在大质量星演化中介绍.

7.3.3 分子云核塌缩的直接证据

由以上讨论可知,分子云的引力塌缩是恒星形成的第一步,因此多年来天文学家一直以极大的兴趣在恒星形成区探寻分子云塌缩或气体下落运动的直接证据. 并希望通过对观测证据的模型拟合,检验现有的分子云塌缩及原恒星形成理论. 然而,在实际中分子云核(或原恒星)的塌缩过程是难于测量的. 其主要原因有:(1)下落区域的尺度很小,大约百分之几 pc,这就要求望远镜有很高的空间分辨率;(2)分子云塌缩时标大约是 10^5a,比低质量星形成的时标(几百万年)短很多. 这样天空中正在塌缩的天体相对就要少得多[23]. 第一个自里向外(inside-out)塌缩的证据是由 Walker 等人(1986 年)在对 0-类原恒星 IRAS16293-2422 进行 CS 谱线观测时得到的. 由于该源的运动学结构相当复杂,特别是转动运动对

谱线轮廓的影响，使人们较难将下落运动的成分从谱线中区分出来. Zhou 等(1993 年)选择了在结构和运动学上都相当简单的源 B 335，用 CS(2－1)和 CS(3－2)谱线观测到了典型的塌缩谱特征，即具有强蓝峰的自吸收轮廓(参见图 3.16)[24]. 这个观测成为第一个被普遍接受的分子云核塌缩的直接证据. 前面曾提到 B 335 是一个包含一个 0-类原恒星的著名球状体. 以后还发现，在无星的核中和 I 类源中也都观测到过气体的下落现象，它们分别指示低质量星形成早期的最早和最晚的"下落". 因此这 3 类源的观测将有助于我们对"下落"演化的理解. 其中研究得最好的无星核的例子是 L1544[25].

图 7.15　展示了当望远镜指向 B 335 中心时所观测到各种不同跃迁的 CS 谱线轮廓. 由图可见，CS 的 $J=2-1$ 和 $J=3-2$ 的谱线轮廓是典型的塌缩云谱征[24].

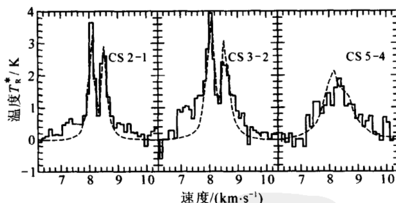


图 7.15　指向 B 335 中心时观测的 CS 谱线轮廓. 虚线表示的是模型拟合. CS $J=2-1$ 和 $J=3-2$ 的谱线轮廓是典型的一个下落区所预期的[24]

为了分析这种红-蓝不对称塌缩谱特征的起因，图 7.16 给出了一个稳定包层内当取气体下落速度 $v \propto r^{-1/2}$ 时塌缩球形云核红移和蓝移速度上等视向速度面(CVS)的剖面图[24](参看本书上册

3.4.2 节中的图 3.10 和谱线分析中等视向速度面方法的原理).当观测者在图的左方时,虚线的瓣代表红谱峰的 CVS,实线的瓣代表蓝谱峰的 CVS. 每一条沿视线方向的射线都要与同一 CVS 交于两个点,根据 LVG 模型,它们是彼此相互作用的. 若假设靠近塌缩云核中心的点(如图中 R_2 和 B_2 点)的激发温度为 T_2,光学厚度为 τ_2,远离塌缩云核中心的点(如图中 R_1 和 B_1 点)的激发温度为 T_1,光学厚度为 τ_1. 在碰撞激发条件下(对致密气 体),激发温度将由气体密度和温度所决定. 采用 Shu 的单个等温球的自里向外塌缩模型(详见前面的介绍),则在云中心附近密度和速度分布分别满足 $n\propto r^{-3/2}$和 $v\propto r^{-1/2}$,同时有 $T_2>T_1$. 这样从红移($+v$)和蓝移($-v$)的 CVS 面出射的谱线亮温分别是

$$T_{\mathrm{red}} = T_2(1-\mathrm{e}^{-\tau_2})e^{-\tau_1} + T_1(1-\mathrm{e}^{-\tau_1})$$
$$T_{\mathrm{blue}} = T_1(1-\mathrm{e}^{-\tau_1})e^{-\tau_2} + T_2(1-\mathrm{e}^{-\tau_2})$$

则

$$\mathrm{T}_{blue}-\mathrm{T}_{red}=(\mathrm{T}_2-\mathrm{T}_1)(1-e^{-\tau_1})(1-e^{-\tau_2}) \qquad (7.3.23)$$

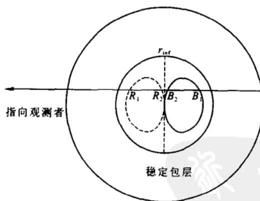


图 7.16　一个半径为 r_{inf}的正在塌缩球形云的直观图. 塌缩云外为一个稳定包层. 图中央部分对称的用虚线和实线描绘的蛋形线(或"瓣")示踪谱线轮廓中来自$+v$(红移的)和$-v$(蓝移的)的等视向速度位置[24]

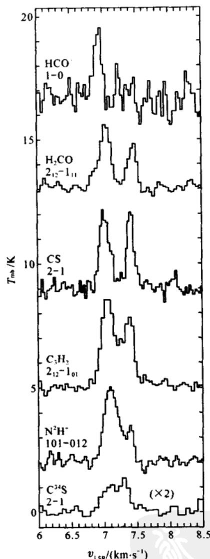


图 7.17　在无星核 L1544 的致密气体中观测到的各种不同分子的谱线[26]. 从具有高的光学厚度和强的下落不对称性 HCO^+(1－0)谱线到光学薄的和无下落不对称性的 $C^{34}S$(2－1)谱线的变化，体现出谱线光厚对决定下落不对称程度的重要性[25]

由于 $T_2>T_1$，最后得 $T_{blue}>T_{red}$. 这就解释了为什么正在塌缩的云其谱线具有自吸收的强蓝移特征. 而这中心的自吸收特征则是塌缩云外稳定包层中的谱线发射的结果. 图 7.15 中虚线表示的模型拟合正是用上述方法得到. (7.3.23)式还表明反映分子云塌缩的红-蓝不对称谱证是随着谱线的光学厚度变大而增强的. 图 7.17 清楚地反映了这种不对称性对谱线光厚的依赖[26]. 因此选择合适的谱线和跃迁来搜寻正在塌缩的云例是至关重要的. 它们应该是光学厚和高临界密度的，如：CS(3－2,2－1)，HCO^+(3－2,1－0)和 $H_2CO(2_{12}-1_{11})$等转动谱线.

分子云中的湍动、转动和外向流等对谱线的蓝移和红移的发射都会产生影响. 而球形膨胀情况与下落运动正相反，它会引起谱线红移的发射强于蓝移的发射. 但当云核同时存在多样性的复杂运动时，会增加从中分离下落运动的困难. 多年来的观测表明，恒星形成区的气体内向(inward)运动是丰富的. 如：在已证实的大约 40 个 0-类原恒星中至少有 10 个源观测到气体的下落. 观测还发现，相对 I 类源，气体下落现象在 0-类源中可能更具支配地位[20]. 近年来 Gregersen 等(2000 年)和 Gregersen & Evans(2000 年)在一批无星核、0-类源和 I 类源中又发现 12 个新的下落源候选体[27,28].

在大质量恒星形成区中寻找分子云塌缩中的内向运动(下落或吸积)，也一直是该领域的研究热点. 在新形成的大质量星上第一个气体吸积流的例子是在 G10.6－0.4 中找到的[29]. G10.6－0.4 是一个致密 H Ⅱ 区复合体中的最亮成员. 进一步的高分辨率的观测也证实与该 H Ⅱ 区成协的分子云核中存在较差转动和吸积下落[30]. 但和低质量星不同，与大质量年轻星成协的气体塌缩谱征是反转的 P Cygni 轮廓(参看本书上册 p189 的页下注)，这是因为此时的分子云核内包含了一个 H Ⅱ 区的缘故. 当 H Ⅱ 区作为背景源时，由于它的辐射温度远大于周围分子气体的激发温度致使

分子谱线的红移部分由发射变为吸收. 类似的指示塌缩的谱线特征也在许多其它的大质量星形成区中被观测到了,如:W3(OH),G34.3+0.15 和 W51 等. 所有探测到塌缩谱征的云核内几乎都有嵌埋的超致密 H Ⅱ 区(UC-H Ⅱ)存在. 这一事实说明它们的中心星已经到达主序阶段,而其周围的分子气体(母云核)仍然经受着引力塌缩. 这也正是它与低质量星形成区所观测到的塌缩很不相同的地方.

§7.4 年轻天体附近的分子外向流与盘系统

最近 20 多年来,恒星形成研究的两个重要事实是发现绝大多数的年轻恒星天体(YSOs)与外向流(outflow)及盘成协. 可以说,高能的外向流和吸积盘是恒星形成的两个最突出的方面. 其中外向流的研究表明,在恒星演化最早阶段,几乎所有质量的恒星都将经受一个非常高能(约 $10^{43}\sim10^{48}$erg)的质量抛射阶段,也即外向流阶段. 外向流的速度从大约 10 km·s^{-1}~300 km·s^{-1}. 年轻天体周围的外向流活动有来自电离气体的,也有来自中性原子的和分子的. 其中以 CO 发射谱线为主要探针的高速双极外向流动是更支配的特征. 这种分子外向流大多明显地由 YSOs(包括星周盘)的强星风或喷流所驱动. 外向流的其它一些表现形式有:YSOs 附近的光学喷流,高速的 H Ⅰ 21 cm 发射(中性风),急速向外移动的 Herbig-Haro 天体(高准直的 HH 喷流),致密的红外复合线源,射电连续谱区,高速的 H_2O 脉泽源,由激波激发的 H_2 发射以及宽翼的热分子的转动发射(如 SiO, HCN, HCO 和 CO 的高转动跃迁)区等. 这些外流形式从紫外到射电已经在一个宽阔的波长范围内被观测到. 由于通常认为恒星形成是分子云核引力塌缩的结果,因此在年轻星诞生时期这种高程度超声的质量外流的发现,是一个令人惊讶和意外的事. 事实上,第一个分子外向流就是在对著名

的恒星形成区——Orion A 分子云作成图观测时偶然地发现的[1,2]. 高速的 CO 发射现象很快地在一批其它的天体中探测到了. 接着又在恒星形区发现了许多具有极端高速的(EHV)中性星风和 CO 气体. 所有这些事实都有力地证明了,在恒星演化早期,大多数星将经历一个高能量的物质喷发阶段. 统计地看,准直性最强的双极分子外向流是在最年轻的原恒星,即前面章节中提到过的 0-类源中探测到. 因此这种由新形成的年轻天体所驱动的分子外向流看来是恒星演化最早可观测的和可证认的阶段.

在同时存在物质的吸积和外向流的情况下,恒星究竟如何从分子云中形成成为一个富有挑战性的问题. 已有的研究表明,外向流在恒星形成中的作用是深远的. 外向流可以携带走分子云收缩过程中多余的角动量,同时又可限制住正在下落凝缩的原恒星的质量和尺度. 既然外向流是恒星形成中的一个固有的内在的现象,正确地认识它们无疑是全面理解恒星形成的重要一步. Lada (1985 年)曾对外向流的特性和早期研究进行过全面的介绍和评述[3]. 随着观测和研究的深入,20 世纪 90 年代以后又出现一批有关外向流观测和理论研究的评述文章, 如 Lada (1991 年)[4], Bally 和 Lane (1991 年)[5],Fukui 等(1993 年)[6], Bachiller (1996 年)[7], Cabrit 等(1997 年)[8], Chuchwell (2000 年)[9], Shu 等(2000 年)[10], Konigle 和 Pudritz (2000 年)[11] 以及 Richer 等(2000 年)[12]. 虽然至今尚缺乏普遍可接受的理论来解释如此大质量(约几十到几百太阳质量)的冷分子气体到底是如何加速和准直的,但最近十多年来毫米波和亚毫米波观测技术的进步已使得外向流的研究在很多方面有很大的突破[12]. 如:高灵敏的接收机和焦平面阵的使用允许观测更宽范围的外向流成像,结果表明,外向流在尺度上可以延伸到好几个 pc,有的甚至超出其出生云的边界. 许多外向流在 1～2″分辨率上的镶拼式的干涉仪成像导致了外向流小尺度结构研究的重要突破,同时也对可行的外流-加速模

型,特别是喷流的作用和夹带(entrainment)机制的性质提供了强的约束.

下面就分子外向流的证认、基本特性、驱动机制以及 YSOs 附近的吸积盘等问题逐一进行介绍.

7.4.1　高速分子外向流的发现与证认

高速分子外向流最早是由 Zuckerman,Kuiper 和 Rodriguez-kuiper(1976 年)以及 Kwan 和 Scoville(1976 年)在 Orion 分子云核中发现的[1,2]. 在 Orion 的恒星形成区中,$^{12}CO(1-0)$发射在零强度上的速度范围超过 150 km·s^{-1},并起源于围绕嵌入红外源星团的一个小区域($<1'$)内. 几乎与此同时又发现来自同样局部区域 H_2 的激波激发的红外谱线(相应的激波速度 $v_s>50$ km·s^{-1})[13]. 二者结合起来有力地支持了高速的分子气体运动的存在. 指向同一区域的 CO(2－1)的谱线也表明有高达 180 km·s^{-1}的零强上的速度宽度. 所有上述的速度都大大超过了通常在这类分子云中常见到的大约 5 km·s^{-1}的谱线半功率宽度和大约十几 km·s^{-1}的零强时的速度宽度.

自 Orion-KL 区发现高速分子气体现象后,许多其它的恒星形成区也被证明有类似的现象,尽管它们的速度宽度要小得多,但是仍远大于周围分子云的平均线宽. 通过对高速发射区质量的估计,排除了观测到的高速运动是因气体的引力下落或部分云的迅速转动所致. 这种高速的运动应该起因于恒星形成区里分子气体的膨胀. 在 Orion 区 H_2O 脉泽和 Herbig-Haro 天体自行运动的测量[14,15],进一步证实了 CO 观测中的高速现象确实是由物质的外向流引起的.

高速度分子外流的证认, 主要看流中的速度是否超过其周围气体的声速. 因此一个分子外向流源的证认依赖于周围气体的物理条件. 我们可以通过测量^{12}CO 谱线翼的宽度,并与预期的周围

气体的运动比较得到谱线的高速分量.典型的情况是,当观测到的 0.1 K 天线温度上的谱线总宽度超过 10 km·s^{-1},或者线翼的一侧或两侧呈现超出热的高斯轮廓现象时(见图 7.18),即可认为有

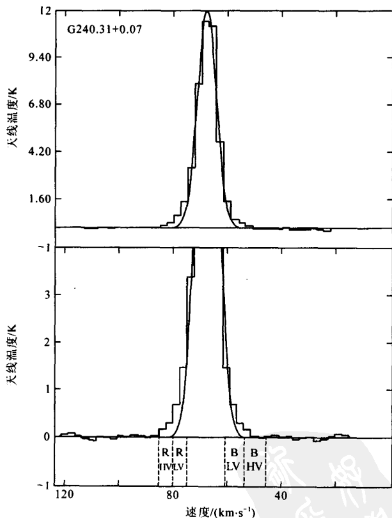


图 7.18 指向源 G240.31+0.07 中心时的^{12}CO(1−0)的谱线发射,资料取自 Shepherd, Churchwell, ApJ, (1995), 457:267. 连续曲线为高斯拟合结果,线翼处超出高斯曲线的部分为来自高速气体的辐射

高速外向流的后选体存在.（注：在某些分子外向流星表中，外流源的速度可能低于 10 km・s^{-1}(如B335)，这是因为由这些源周围的速度场所产生的谱线宽度小于 10km・s^{-1}.）表 7.5 列出了在几种典型的周围气体条件下，根据高斯轮廓所预期的 0.1 K 水平上的线宽和 FWHP 线宽. 在大多数 GMC 区域，观测到的峰值谱线温度 T_0 约为 10 K 或更低，因此通常线宽(FWHM)在 1～3 km・s^{-1} 之间.

表 7.5　分子云的谱线宽度[3]

T_0/K	$\frac{\Delta v(\text{FWHP})}{\text{km}\cdot\text{s}^{-1}}$	$\frac{\Delta v(0.1\ \text{K})}{\text{km}\cdot\text{s}^{-1}}$
30	5.0	14.3
	3.0	8.6
	1.0	2.9
15	5.0	13.4
	3.0	8.1
	1.0	2.7
10	5.0	12.9
	3.0	7.7
	1.0	2.6

注：$T=T_0\exp\left\{-\ln 2\left[\frac{\Delta v}{\Delta v(\text{FWHM})}\right]\right\}$

图 7.19 展示的是 Bally 和 Lada(1983 年)在观测 Orion A 时所得到的 CO(1—0)的谱线轮廓[16]. 在 $T_A^*\geqslant 0.1$ K 上的速度范围是 127 km・s^{-1}. 它意味在 Orion 活跃的恒星活动中心有高度超声的团块运动. 图 7.19 的谱形可作为一个典型的分子外向流谱线轮廓. 此外在分子外流证认中对外向流区作谱线成图的测量具有重要意义，这除了因为通常所指的高速气体现象是发生在一定的

局部区域外,分子发射的空间分布还可提供外向流位形、极性以及与其它天体成协关系的重要信息,在计算分子外向流质量,动量和能量时也是必不可少的.

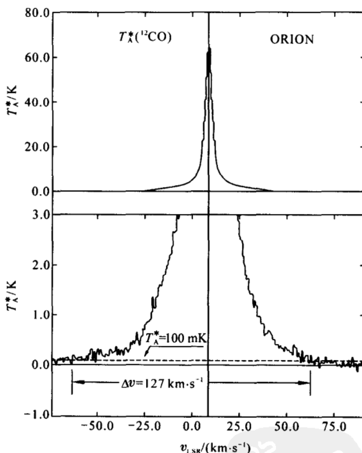


图 7.19 指向 Orion 红外星团时,观测到的 CO,$J=1-0$ 的谱线轮廓. 下图是放大的线翼部分. 在 $T_A^* \geqslant 0.1$ K 上的速度范围为 127 km·s^{-1}[16]

Bally 和 Lada(1983 年)首先进行了大尺度的、系统的高速分子外向流的搜寻[16]. 他们观测了 45 个 YSOs,大部分为嵌入的红外源,发现 36 个源在 0.1 K 上有大于 10 km·s^{-1}的线宽. 类似的

CO(1－0)的外向流搜寻还有针对 Herbig-Haro 天体的，T Tauri 型星的，暗云核的，Herbig-Ae，Be 星的，PMS 星的，以及以 IRAS 判据为基础的和针对大质量 YSOs 的 UC-HⅡ区的等. 分子外向流的发现与证认的工作进展很迅速. 到 1985 年止，在银河系共发现 68 个分子外流，并以此为据 Lada 编辑了第一个外向流的星表[3]. 1989 年 Fukui 提出了一个包含 144 个外向流的星表[17]，这 144 个源，全部进行了成图观测的证认. 不久，Fukui 等又提出一个已进行完全或部分成图证认的外向流星表，总源数提高到 157 个[6]. 以后几年中外向流的证认又有很大进展. 1996 年吴等人根据发表的资料编辑了一个更大的包含 264 个源的外向流星表[18]. 这些资料为研究分子外向流的物理特征、统计性质、与各类年轻天体成协关系以及分子外流在恒星形成过程中的作用提供了重要的实测依据. 应该提到的是，虽然第一个分子外向流是在大质量星形成区发现的，但很长时间来，总是将分子外向流特别是双极分子外向流看成是低质量星形成的一个重要特征. 相对低质量星，对大质量年轻星外向流的观测和研究就比较缺乏. 不过，近 10 年来这种情况有很大的改变. 目前的研究表明，双极分子外向流和大质量年轻星也是成协的. 最近，Churchwell(2000 年)还编辑了一个大质量的双极分子外向流星表[9]，它包含了目前已证认的大多数的与大质量年轻星成协的双极流. 总之，新的外向流的搜寻始终没有停止过. 如最近杨等人利用我国紫金山天文台青海站的 13.7 m 的毫米波望远镜对满足一定判据的银河系冷 IRAS 源进行了大尺度的 CO(1－0)谱线巡视. 在 1331 个证认有 CO 发射的源中发现 351 个源的谱中有高速的 CO 发射翼，剔除参考资料[18]星表中已证认的分子外流源外，新得到了 289 个外流源的候选体[19]. 可见，分子外向流在银河系 CO 源中出现的频数是很高的. 进一步研究发现外向流活动随 YSO 的年龄增长明显下降. 如：尽管实际上所有的 0-类源都有成协的外向流，但在 Taurus-Auriga 云的一个

光学和分子外流搜寻中发现，I 类源中外向流的发生率约≥60%，演化到 Ⅱ 类源仅约 10%，到 Ⅲ 类源时就不再有外流活动[11].

综上所述，外向流阶段可能发生在一个年轻星生命的极早时期，这个时期与原恒星天体的主吸积阶段相重合. 因此外向流的最成功的早期搜寻是以高度嵌入的红外源（没有光学对应体）为目标的. 而在光学可见的主序前星（如前面提到过的 T Tauri 星）中发现分子外向流的概率较低. 1990 年来发现有不少外向流的中心源在低于 350 μm 的波长上（如 IRAS－100 μm）仍然不可见（如 NGC2264 G，ρ-Oph A 和 L1448 等），因此更有利于说明，分子外向流可能代表一个年轻恒星生命的最早可测的演化阶段.

7.4.2　分子外向流的基本特性

1．描述分子外向流特性的基本物理量

（1）分子外向流速度 Δv

它主要由^{12}CO 谱线在零强度上的谱线总宽度决定，详见上一节. 在其它一些分子（如 HCN，SiO，^{13}CO，CS 等）的毫米波热谱线中也发现过高速分量.

（2）分子外向流的质量、动量和能量

分子外向流的质量、动量和能量可通过^{12}CO 和^{13}CO 的谱线及成图观测，结合 CO 发射的速度和空间的分布区域、激发条件和元素丰度等得到[3,16,20]. 即

$$\begin{aligned}
&\text{质量}\quad m=\int m_v(v,\alpha,\delta)\mathrm{d}v\mathrm{d}\alpha\mathrm{d}\delta\\
&\text{动量}\quad p=\int m_v(v,\alpha,\delta)v\mathrm{d}v\mathrm{d}\alpha\mathrm{d}\delta\\
&\text{能量}\quad E=\frac{1}{2}\int m_v(v,\alpha,\delta)v^2\mathrm{d}v\mathrm{d}\alpha\mathrm{d}\delta
\end{aligned}\tag{7.4.1}$$

上式中的 v,α,δ 分别表示流的速度，赤经和赤纬. 应提到的是，在 m,p 和 E 的确定中，外向流的尺度、速度和质量的正确获取

很重要.很多因素会造成结果的不确定性,如流的投影效应,计算速度积分时谱线翼的截取以及^{12}CO谱线线翼的光学厚度等.当假设^{12}CO谱线线翼为光学薄或者不考虑流的投影效应时,所得到的外向流尺度、速度以及质量、动量等都是它们的下限值. 不过,在实际问题中这样的假设又常常是难以避免的.这是因为:(1)外向流相对视线的倾角并不那么容易确定;(2)CO谱线光学厚度的确定至少要求CO的两条谱线和光薄谱线^{13}CO的测量. 然而,由于信噪比的关系^{13}CO发射在远离^{12}CO线心速度的地方是难以探测到的. Cabrit 和 Bertout 曾估计了涉及外向流参数最后不确定性的典型值,对动量大约是10,对能量大约是20,对机械功率大约是60的因子[21].为了得到外流区某观测点(α,δ)谱线线翼上所有高速成分贡献的质量$m(\alpha,\delta)$,必须先求出CO外流分子的柱密度N_{CO}来.在局部热动平衡(LTE)和^{12}CO线翼光薄的假设下,CO外流分子的柱密度可近似用下式计算[20],即

$$N_{CO} = \frac{4.2\times 10^{13}T_{ex}}{\exp(-5.53/T_{ex})}\int T_R^*(v)\mathrm{d}v \tag{7.4.2}$$

(7.4.2)式中激发温度T_{ex}可由线心处^{12}CO的谱线辐射温度T_R^*得到(见本书(3.1.42)式). 通常取^{12}CO的丰度比X_{12}为10^{-4},这样可求得该观测点的H_2柱密度$N_{H_2}=N_{CO}/X_{12}$. 当^{12}CO的线翼光学薄不满足时,用(7.4.2)式求柱密度时需要再乘上一个$\frac{\tau}{1-e^{-\tau}}$的因子,τ是对观测到的线翼平均的^{12}CO的光学厚度. (7.4.2)式中的积分可分别对谱线的蓝翼和红翼的速度(超出高斯曲线的部分)进行.在求外向流气体的总质量m时应先求出外流区蓝移瓣和红移瓣中各个观测点上的N_{CO},再通过下式计算外流气体的总质量:

$$m = \mu m_H X_{CO}^{-1}\int_s N_{CO}\mathrm{d}S = \mu m_H X_{CO}^{-1}\sum_i N_{CO}S_i \tag{7.4.3}$$

式中$\mathrm{d}S$是CO高速气体投影到天空上的面元,$\mu=2.8$是平均分子权重,m_H是氢原子的质量,i是外向流区域内的观测点,S_i是环

绕第 i 个观测点的已划分好的天空小区域内的面积(相邻的小区域应该衔接). 由(7.4.2)式可知,外向流气体的质量正比于 $\sum_i \int T_R^*(v)\mathrm{d}v$. 用类似的方法可求得分子外向流的动量和能量. 根据(7.4.1)式,它们分别正比于 $\sum_i \int T_R^*(v)v\mathrm{d}v$ 和 $\sum_i \int T_R^*(v)v^2\mathrm{d}v$.

(3)分子外向流的动力学演化时标

若外向流的尺度为 R,则分子外向流的动力学演化时标为

$$\tau = R/v,\ R = (R_{\max} \times R_{\min})^{1/2} \tag{7.4.4}$$

式中 v 定义为线翼的特征速度 $v=p/m$[20],$R_{\max}$和 $R_{\min}$分别表示外向流区域的长半径和短半径. 如果考虑到望远镜波束的影响,用 $D_{\max}$和 $D_{\min}$分别表示观测的长、短径,则分子外向流区实际的长、短径分别为:

$$R_{\max} = \frac{1}{2}(D_{\max}^2 - \theta_{\mathrm{FWHM}}^2)^{1/2}$$

$$R_{\min} = \frac{1}{2}(D_{\min}^2 - \theta_{\mathrm{FWHM}}^2)^{1/2} \tag{7.4.5}$$

(4)分子外向流的力学光度和驱动力

分子外向流的力学光度或机械功率由外向流的能量和动力学时标决定,即

$$L_{\mathrm{mech}} = \dot{E} \approx \frac{E}{\tau} = \frac{mv^2}{2\tau} = \frac{mv^3}{2R} \tag{7.4.6}$$

驱动力或动量输入率则由动量和 τ 确定:

$$F = \dot{p} \approx \frac{p}{\tau} = \dot{m}\, v = \frac{mv^2}{R} \tag{7.4.7}$$

(5)分子外向流的准直因子

分子外向流的准直因子是描述流的形态和准直程度的重要参数. 它由外向流的长轴与短轴长度之比确定,即 $R_{\mathrm{coll}} = R_{\max}/R_{\min}$.

2. 分子外向流的基本特性

(1) 分子外向流的参数范围

分子外向流在几乎所有的质量和光度的YSOs附近都被观测到了.该光度的范围最低达$0.2L_\odot$,最高至$10^6L_\odot$[9,21].外向流的物理参数也随之覆盖一个相当宽阔的范围.典型的分子外向流尺度在0.1 pc至5 pc间,质量范围为$0.01m_\odot$至$4\ 800m_\odot$,储存在外流中的能量可以高达$10^{47}\sim10^{48}$erg,质量外流速率可高达10^{-2} $m_\odot a^{-1}$[7,9].上述参数中的高量值部分主要对应高光度的年轻星.在大质量恒星形成区中外向流的平均质量和光度比低质量年轻星大约要高出100倍.这些结果表明,由大质量年轻星驱动的外向流的确是更高能的,因此它比低质量星可抛出更多的能量给其周围环境.事实上已经发现分子外向流的外流速率、力以及机械光度是紧密地与驱动源的恒星光度相关的(后面还要具体分析).CO分子谱线的线宽从几$\mathrm{km\cdot s^{-1}}$到$100\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$以上.由外向流的尺度和速度得到其动力学寿命大约为几万年到几十万年,这个持续时间与一个致密云的自由下落时间或者所预期的原恒星阶段的持续时间大致相当(见图7.14).对于低质量星,这个时标要比年轻星沿Hayashi轨迹到达主序的时间(也即主序前星寿命,约$10^{6\sim7}$a)短得多.而对于大质量星,这个时标与整个云通过引力塌缩形成大质量星的时间(约10^5 a)相当.

(2) 分子外向流的位形和结构

和外向流的驱动源、动力学年龄以及分子环境等的参差、多样性有关,分子外向流的位形和结构也是多样性的,有时还是复杂的.观测到的分子外向流的位形主要有3大类:(1)双极性外向流;(2)对称分布的外向流;(3)单极性的外向流.图7.20展示了3种位形的几个典型例子[3].图中实线的等强线表示的是红移的CO发射积分强度,虚线表示的是蓝移的CO积分强度.

分子外向流观测中的一个惊人的发现是大多数的分子外向流具有双极结构.其准直度范围在1～10之间.第一个被发现且研

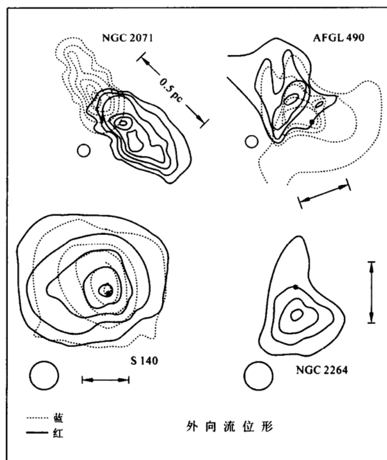


图 7.20　几种典型的分子外向流位形实例:(1) NGC2071(准直性强的双极外向流),(2)AFGL490(准直性差的双极外向流),(3)S140 (排除投影效应后的对称分布外向流),(4)NGC2264(单极外向流)[3]

究得很多的双极外向流是 L1551. 它被很多人看作是一个原型的双极流. 早期的外向流模型大都是基于 L1551 的外向流结构提出来的. 图 7.21 展示了红外源 L1551-IRS5 附近的多种形式的外向流活动[3]. 图中实的和虚的等强线分别表示CO 发射的红移和蓝移分量. 由该图可见 L1551 分子外流的红移和蓝移瓣已完全分开,而且是比较准直的(准直因子为 5.2). 图中还标出了光学喷

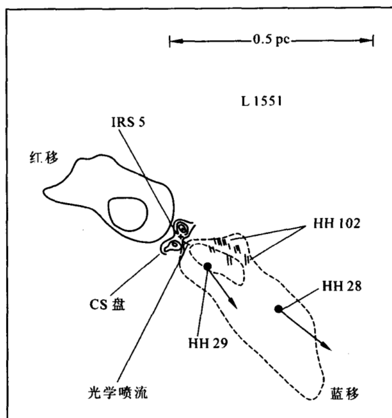


图 7.21　红外源 L1551-IRS5 附近的分子外向流. 实的和虚的等强线分别表示 CO 外向流的红移瓣和蓝移瓣. 箭头表示 HH 天体的自行[3]

流、绕星盘(CS 盘)、红外源(IRS5)以及 HH 天体等与分子外向流成协的关系. 矢量指示的是两个 HH 天体的自行,它与分子外流轴基本平行,再次证明分子云中的高速气体现象是一种外向流. 对于观测到的双极分子外向流通常的解释是:来自驱动源的快速和准直的恒星风驱赶周围的分子气体在相对中心星的两个相反的方向上形成了两个低密度的空腔,从空腔转移来的分子气体向外膨胀形成两个不规则红移和蓝移瓣以及不完整的壳,最后建立了一个双极的分子外向流[7]. 近些年的观测发现,L1551 的蓝移瓣比以

前认为的有更复杂的结构，并呈现出多重爆发事件的证据[22]. 其驱动星可能是一个 FU Ori 星. 对于 L1551 新观测到的外流结构，喷流(jet)驱动模型可能是最适宜的解释. 此外，分子外向流中的团块也是外向流的普遍的特征，Plambeck 等根据几个外向流的多 CO 谱线的观测导出了大约 0.1～0.2 的填充因子典型值[23].

大量的观测还表明，分子外向流的准直程度与成协源的演化年龄有关，与它们的质量有关. 较年轻的外向流，如 HH 211，RNO 43 和 L1157 等有高准直的分子外向流，外流的张开角小于 30°. 而较年老的外向流，如 L43 和 B5 等则准直性变差，外流张角可大于 90°. 看来最有力和最准直的分子外向流是处在最早的(0-类)原恒星阶段，并且有可能通过外向流的张开角来估测源的年龄[11,12]. HH 211 是高度准直 CO 外向流的一个突出的例子，它可能是已知的最年轻的低质量外向流中的一个(它的驱动源是一个被尘埃凝聚区包围的 0-类原恒星). HH 211 外向流的张角很小，仅 22°，人们称这种高速细长的外向流为分子喷流. 和一些非常年轻的、低质量 YSOs 的外流一样，这种高速的拉长的似喷流结构基本处在它们的低速气体形成的空腔内，利用振动激发的 H_2 发射还可在分子喷流的终端观测到强的弓形激波. 而低速的 CO 空腔又正好示踪了激波扫过的尾迹(wake). 图 7.22 清楚地展示了 HH 211 外向流中 CO 的低速、高速成分和 H_2 振动发射的空间分布. 和前面提到的星风驱动情况不同，HH 211 的结构正好吻合了一种喷流驱动外向流的图景和支持了年轻嵌埋分子外向流的所谓激波夹带的(entrainment)机制[24].

与低质量年轻星的分子外向流不同，大多数高光度的 YSOs 的分子外向流相对低光度的 YSOs 的有宽的张角，低的准直性. 对几个 $L_{\rm bol}>10^3L_\odot$ 的 YSOs 的外向流成图表明，它们的准直因子很低，只在 1～1.8 之间(而低质量年轻星分子外流的准直度在 1～10 之间). 没有明显的证据说明大质量外向流的准直因子与年龄

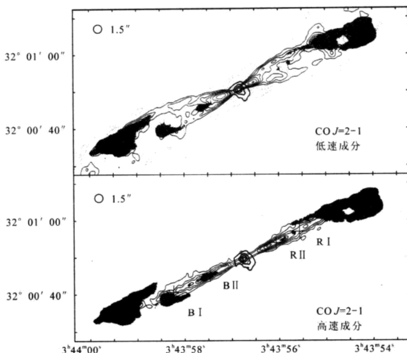


图 7.22　HH 211 的 CO $J=2-1$ 发射在两个不同速度间隔的积分强度空间分布，上图积分范围是 2.2～18.2 km·s^{-1}，下图积分范围：蓝翼小于 2.2 km·s^{-1}，红翼大于 18.2 km·s^{-1}. 图中灰度部分是 H_2 的 $v=1-0$ S(1)谱线发射. 上图浅色线表示该源在 1.3 mm 上的连续谱发射. "+"号表示在喷流中证认的几个主要特征的位置.

有关. 此外，在大质量外向流中大多数质量的速度仅为几十 km·s^{-1}[12,25]. IRAS12091-6129 就是一个典型例子，它充分体现了大质量外向流的低准直性、低外流速度和大的外流质量的特征[26]. 需要说明的是大质量源中高准直 CO 外向流的缺乏并不意味在这些源中没有很好准直的结构存在. 如高光度的年轻星 HH 80－81 ($L_{\rm bol}\approx2\times10^4L_\odot$)就激发了已知的最大的 Herbig-Haro 喷流，其喷流的总投影长度高达 5.3 pc，而它的 CO 外向流却准直性极差(准直因子约为 1). 在大质量外向流中其它可能的喷流例

子还有 IRAS20126 和 W75N TRS1 等，它们的喷流和弓形激波结构还可以用 SiO 或者 H_2 谱线来示踪. 最后我们可以得出一个结论，无论是低质量系统还是大质量系统，外向流中的喷流活动，弓形激波和低密度 CO 的空洞看来是普遍存在的[12]. 并且高准直的喷流常常与缺乏准直的分子外向流共存[7].

分子外向流的速度结构也引起了人们的注意. 通过谱线形状的分析，人们发现流的质量 $m_{CO}(v)$ 和速度之间有一个负幂律的关系，即 $m_{CO}(v) \propto v^{\gamma}$. 对于多数低质量外向流 γ 的典型值约为 -1.8. 对一大批具有不同光度的源的幂指数 γ 进行了统计分析，结果发现对于低速气体所有光度源的 γ 是类似的，它支持了在几乎跨越 6 个量级光度的源中可能有共同的气体加速机制. 而高速（10 $km \cdot s^{-1}$）和低速（<10 $km \cdot s^{-1}$）气体的 γ 值却清楚地分开的，它支持了两种不同速度可能分别对应一个正在加速的分量和一个缓慢的惰性分量[12].

有些外向流具有多重外流瓣的复杂位形，通常称其为多极外向流. 它可能意味着在同一区域中存在多重的外流源中心和年轻星. 观测到的多极外向流的数目在增加，很可能就是不同的双极外向流重叠的结果[7]. 大质量年轻星还具有短的演化时标和成团的趋势，它意味在同一个星团中大量的外向流活动可能是不同的 YSOs 多重的能量抛射事件引起的. 此外，通过高密度的探针分子 CS 或者 NH_3 等的观测证实了分子外向流是深埋在致密的分子云核中的.

(3) 分子外向流和 YSOs 的其它形式外向流活动的关系

如前所述，许多分子外向流建立了其它形式的发生在射电、红外以及光学区域的外向流活动. 如在形成 HH 天体和光学喷流中的激波-激发气体有时就处在分子外向流的边界之内. 当分子外向流处于一个致密的环境中时，它常常与激发温度高于 2 000 K 的

2.12 μm 的 H_2 谱线辐射成协，并意味着一个过激波区的存在. 此外深埋的 YSOs 常常被许多 H_2O 脉泽源所包围. 一些中等光度的源由于太冷不能发射可以电离氢的 Lyman 连续谱，但却在厘米波段上建立了热的射电连续发射. 在一些情况下，诸如 L1551-IRS5，由等离子形成的光学喷流准直地打入非常好定义的射电喷流(CO 双极流)中(见图 7.21). 此外，高光度的源(大质量的星)频繁地与极湍致密的 H Ⅱ 区和延展的光致离解气体区域以及强的脉泽成协. 如：H_2O，CH_3OH 和 OH 脉泽等. 但其中 H_2O 脉泽与分子外向流关系最密切. 观测证明，H_2O 脉泽出现在大质量星形成的迅速吸积相的最早阶段，而 OH 脉泽则出现在它们的最后阶段，通常处在一个物质可能继续下落的星周壳层里. 至于 CH_3OH 脉泽是否专一地示踪外向流、吸积盘和激波尚不清楚[12].

(4)分子外向流的光度依赖关系和统计性质

利用已观测到的分子外向流的质量、速度和动力学时标，按方程(7.4.6)和(7.4.7)可以求得外向流的机械光度和动量输入率(驱动力). 与外向流成协驱动源的光度则可根据它们的红外流量导出. 由于外向流源深嵌在分子云核的性质，这样的估算比较合理. Lada(1985 年)用 24 个外向流源的资料研究了分子外向流的机械光度 L_{mech} 和恒星光度 L_*(或热光度 L_{bol})以及外向流所要求的驱动力 $\dot{m}v$ 和中心天体辐射压推力(简称辐射压力)L_*/c(或 L_{bol}/c)间的统计关系[3]. 发现在第一个关系中所有外向流的机械光度都在统计关系图上 $L_{mech}=L_*$ 的直线下方，它说明在分子外向流的整个动力学时标内，中心源辐射掉的能量比外向流的动能多得多. 也就是说，中心源辐射场的能量，只要在整个动力学时间内它是稳定的，它是足以驱动外向流的. 然而在另一个关系中所有外流源的动量输入率都在统计图上 $\dot{m}v=L_*/c$ 的直线上方. 它说明中心天体的辐射压力是不足以驱动分子外向流的. 这就是长期

以来未能解决的所谓外向流的动量问题或驱动机制问题．许多模型提了出来，试图解决这一难题．1991 年，Bally 和 Lane 又重新考察了这两个有关分子外向流动量和能量的重要关系[5]．结果表明大多数外流源的动量输入率 p/τ 比相应的中心源辐射压力大几个量级，与 Lada（1985 年）的结论基本一致．得到的外向流机械光度与中心源光度的关系与 Lada 的结论完全一致．最近 Richer 等（2000 年）又再考查了 CO 外向流的动量输入率（也称动量流）F_{CO} 和驱动星热光度 L_{bol} 的关系（详见图 7.23）[12]．结果发现，尽管在流的特性确定上有很大的不确定性（主要因外向流的倾角，CO 谱线的光学厚度和激发等难以测量引起），但仍可由图 7.23 清楚看到外向流的平均动量流 F_{CO} 在整个源的光度范围内和源的光度 L_{bol} 相关，并大致符合一个 $+0.7$ 的幂率关系．这说明所有质量外向流的形成都可能与星风（或喷流）的夹带或驱动机制有关．图 7.23中还用实线表示了中心源的恒星光子一次散射时所产生的辐射压力随光度的变化．虚线表示中心源电离星风的动量流 F_w(ion)随中心源光度的变化．由图可见[12]：(1)由恒星光子一次散射产生的辐射压力 L_{bol}/c 要比观测到的 F_{CO} 小 1 至 3 个量级，它说明辐射压力是不足以驱动外向流的．已知 $F_{CO}=p/\tau=m_{CO}v_{CO}/\tau$，并假设动力学时标 τ 是外向流年龄的一个很好的近似．那么如果流的寿命是低估的，就可以减小 F_{CO} 与 L_{bol}/c 差别．此外通过恒星光子多次散射有可能增加中心源的辐射压力．如 Wolf-Rayet 星的情况，但并不适于原恒星风的低激发的条件；(2)图中的虚线反映了原恒星风的电离分量的典型动量流 F_w(ion)，它们由复合线和射电连续谱导出．F_w(ion)比观测的 F_{CO} 约小一个 10 的因子，意味着驱动风主要应是中性的．对于高光度的源尘埃不透明度的辐射加速有可能驱动外向流．

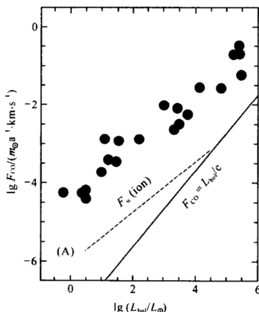


图 7.23 CO 外向流的平均动量流 F_{CO}和中心源热光度的关系. 实线表示恒星光子一次散射时所能达到的驱动力 L_{bol}/c. 虚线表示中心星电离星风分量所能达到的驱动力或动量流 F_w(ion)[12]

(5) 极端高速的(EHV)分子外向流

近十多年来,另一个重要发现是某些分子外向流具有极高速度的 CO 分量,其谱线线宽从 100 km·s^{-1}起一直高达 300 km·s^{-1}. 我们称其为 EHV CO 外向流[5]. 如 L1448, HH7-11, IRAS03282+3035I 等都是 EHV CO 外向流中的突出例子. 图 7.24给出了极端高速外向流源 NGC1333(HH7-11)在不同位置上的^{12}CO;$J=2-1$ 谱线发射的线翼轮廓. 图 7.25 是相应的红移和蓝移外流瓣的空间结构[27]. NGC1333 的 EHV CO 发射来自中心的一个光度约 60～150$L_{\odot}$的源 SVS13(图 7.25 中★表示者). 由图可见,该外向流的总的 CO 速度范围已大于 200 km·s^{-1}. 其蓝移瓣与具有大的自行的 Herbig-Haro 天体 HH7-11 紧密成协

(图中用符号■表示),且其自行方向与外流轴一致.极端高速的HI风也在该外流源中观测到了.

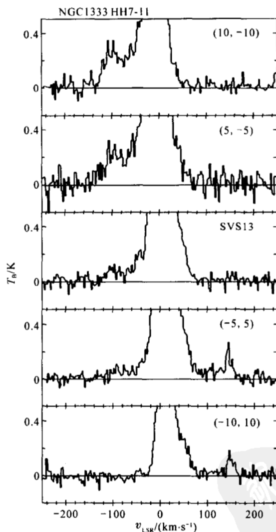


图 7.24　NGC1333 HH7-11 源中的极端高速(EHV)的 CO $J=2-1$ 发射谱图[27]

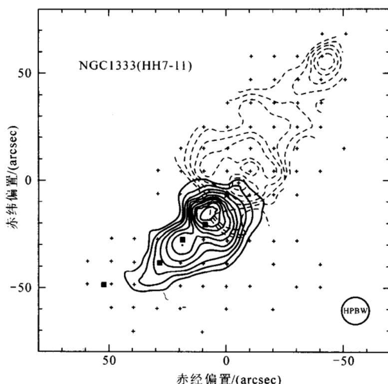


图 7.25　NGC1333 分子云中由光度为 60～150$L_{\odot}$的源 SVS13 出射的双极外向流的 CO $J=2-1$ 的空间分布图[27]

EHV CO 流有几个重要的物理特性：首先，它们是由一些小的致密的团块所组成，在某些源中它们有很大的消光温度. 这些团块很可能是抛射出来的“分子弹丸(molecular bullets)”. 第二，EHV CO 流呈现出高度的准直性，有的甚至与光学喷流可以比拟，因此也可以称其为成团的分子喷流(clumped molecular jet). 对于 EHV CO 气体的起源有 3 种解释(参看下一节——驱动机制)：(1)被卷吸的周围分子气体；(2)在一个快速激波后再形成的分子；(3)是中性恒星风本身的一部分. 总之 EHV CO 是近十几年来分子外向流研究中的重要发现. 它们的性质仍然是有待解决的

问题.

7.4.3 分子外向流与恒星形成过程的关系　分子外向流的驱动机制

分子外向流与恒星形成过程的关系可以从以下几方面来理解：

(1) 由于外向流对周围云输入的能量和动量的速率都是非常大的，因此分子外向流可能通过激发云内部的运动与湍动来对分子云的支撑产生重要的贡献.

(2) 观测表明，形成恒星的分子云核包含了比恒星本身大得多的质量，这就意味着在原恒星演化的某些点上必须通过一些活动的动力将云性质的物质迁移掉. 现在越来越认识到，迁移掉年轻星周围大量气体与尘埃的最可能的动因就是高能量的分子外向流. 因此可以认为外向流在完成恒星形成速率的自调控方面起到了一个决定性的作用. 一个强有力的分子外向流的产生对任何恒星形成理论都将具有基本的意义.

(3) 分子外向流特别是双极流是一种独特的高能现象. 它的能量足以破坏分子云核又足以支持整个云，因此它对整个巨分子云的动力学和结构均发生重要的影响. 事实上，由一个深埋在云中的 YSOs 星族所引起的分子外向流能够产生可以保持 GMCs(巨分子云)免于整个塌缩的湍动压，从而解决了一个云动力学长期未能解决的 GMCs 的稳定性问题.

有关分子外向流与恒星形成的进一步关系，本书 § 7.5 还会涉及到.

随着对外向流性质研究的深入，两个新的重要挑战又提了出来：(1)在存在丢失如此大质量的情况下如何形成星？(2) 由于外向流中的分子气体不是由中心星或星-盘系统直接地抛射出来的，那么什么是分子外向流的驱动机制和准直机制. 关于分子外向流

的驱动机制我们在上面的外向流的结构和统计性质部分曾多次提到. 本节将作进一步的分析和讨论. 此外,流的准直问题不可避免要涉及磁场和盘的作用,有关磁场和吸积盘问题的介绍将主要放在下面的 7.4.4 节进行. 通过外向流统计性质的分析可以知道单靠辐射是不足以驱动分子外向流的,为此有必要考虑原恒星风、转动、喷流、吸积盘以及磁场等多种因素的影响. 已经提出的驱动机制主要有星风驱动(包括盘风驱动)和喷流驱动两大类. Zhou(1999 年)认为,如果大部分动量是在外流轴的几度范围内被携带走,那么喷流-驱动模型是合适的;如果携带的动量分散到一个宽的立体角内,则风模型是更相宜的[28]. 虽然到目前为止还没有一个可普遍接受的理论,但相对来讲,喷流-驱动弓形激波机制可能是当前最流行的一种解释外向流的机制[7~12].

下面提到的一些外向流的观测特性对于外向流模型的考虑是重要的. 它们是:(1)平均的谱线形状指示了外流质量的一个幂律的分布,即 $m_{CO}(v)\propto v^{\gamma}$,$\gamma\approx-1.3\sim-2.1$;(2)初始的大约 20°～90°张角的中等准直性和大约 3～10 的视的长度/宽度比;(3)低速度上临边增亮的空腔和高速度上的较高的准直性;(4)在很好分离的外流瓣的流中存在视的线性加速("Hubble 律");(5)某些情况下沿 CO,振动激发 H_2 和 SiO 或 CH_3OH 等受激波加强的分子的流轴观测到大于 150 km·s^{-1}的极端高速(EHV)的特征. Cabrit 等(1997 年)曾总结和评述了各种用于解释年轻星分子外向流的流体力学模型,并将它们区分为如下 3 种类型[8]:

(1) 宽角星风驱动分子壳层的模型

最早解释双极分子外向流产生的模型是假设来自原恒星天体的宽角的星风(电离的或中性的)加速了周围的分子材料,从而在两个相反方向上产生了快速的中空的气泡(wind-blown bubble)或空腔,冷分子气体被扫拢(swept up)到包围该气泡的双极的膨胀壳层中. 这就是所谓的宽角风驱动分子壳层的图景,如早期

Snell(1980 年)解释 L1551-IRS5 外向流的模型[29]. 这个模型被典型的处在 YSOs 喷流电离分量中的低动量流所支持,它同时要求一个附加的中性分量来驱动分子外流. 宽风驱动模型对于解释具有大的横向范围和低准直性的外流是有吸引力的. 很多作者对风驱动模型作了进一步的解析或数值研究. 动量守恒的风驱动外向流的解析模型主要有径向膨胀的动量驱动壳模型和稳定风吹出的空腔模型等. 然而,宽角风模型在解释分子外向流某些重要特性(如:$m(v)$和 v 的关系,动量的空间分布以及高准直外向流等)是失败的[7].

(2) 定态充满模型

当外向流不是限制在一个薄壳中而是填满整个外流瓣的体积时,那么有必要用新的定态充满模型来替代上面的星风驱动分子壳模型. 几种动力学模型预期了这样的一种内部结构,如:湍动-混合层模型和整体下落-外流模型. 湍动-混合层模型也称定态的湍动-带动(entrainment)外向流模型[30]. 该模型认为沿喷流和环境的交界面由于 Kelvin-Helmholtz 的不稳定性将导致一个湍动的粘滞的混合层形成. 整个流也变成是湍动的. 该模型看来可以解释某些外向流中观测到的 EHV-CO 喷流,某些速度剪切的结构以及许多外向流中存在的速度的"Hubble 律"现象[7,8]. 但湍动-带动外流模型不能解释所有的外向流特性. 整体下落-外流模型则认为双极外流不是因底下的星风或喷流所带动,而是因下落物质在高的中心压力(起因于中心的辐射和/或耗散加热)下,一部分下落物质偏折到两极方向的结果[31]. 在近年来发展的一个塌缩驱动外流的模型中,一个 0-类原恒星的质量外流速率大约是其吸积率的 1/3[32]. 由于前面介绍过的被扫拢或带动的机制看来不可能用于非常大质量的分子外流,因此该下落-外流模型对于大质量年轻星的外向流可能是一种重要的机制[9].

(3)喷流驱动的弓形激波(bow shock)模型

近年来的研究表明,喷流-驱动的弓形激波机制对解释年轻星体的外向流活动越来越具有吸引力(参看 7.4.2 节中的图 7.22 和文中说明). 这是因为:① 光学喷流中的低电离度和某些流中观测到的高准直的极端高速(EHV)的原子或分子的特征,指示了喷流可能有足够的动量来驱动外向流. ② 在 H_2 和 SiO,NH_3 等分子(激波加强的种类)上看到的弧形激波与被扫拢的 CO 中的局部加速以及与 CO 空腔顶尖的部位紧密的空间成协,强烈地支持了弓形激波驱动外向流的图景. 其中 L1448 和 L1157 是两个典型的弓形激波驱动外向流的例子[33,34]. 以 L1448 为例,新的干涉仪的 CO 成图观测揭示沿喷流轴有低强度的 EHV 分量,并与用单天线测得的"分子弹丸"成协,喷流的速率达到 200 km・s^{-1}. 在低的速度上则观测到临边增亮的呈双锥形的 CO 空洞. 比较 L1448 的 H_2 发射和新得到的 CO 图像发现蓝移瓣上 CO 空洞的墙是和由 H_2 示踪的弓形激波互补的(见参考资料[33]图 8). 这样的位形很强地支持了 CO 双极外向流是大的弓形激波传播时带动周围分子材料的结果. 和前面提到过的由湍动引起的定态带动(steady-state entrainment)不同,弓形激波外向流模型是要解释通过立即带动(prompt entrainment)的 CO 流的产生[35]. 这种由弓形激波引起的立即带动由于它的大的 Mach 数($Ma>10$)预期是外向流中的支配过程. 由于原则上窄的喷流可以产生比它大得多的弓形结构,因此一些外流源中观测到高准直的喷流(如 HH 流)和准直性差的 CO 外向流的共存事实有可能得到解释[7]. 综上所述,弓形激波驱动外向流机制是很有希望的一种机制. 弓形激波的模型也被广泛地用于 Herbig-Haro 天体光学特性的研究. 然而,更深入和全面地理解分子外向流的起源必须了解吸积盘在分子外向流形成和恒星形成中的作用. 这正是我们下一节要讨论的.

7.4.4 YSOs 附近的盘系统及其在恒星形成和外向流形成中的作用

在 7.3.1 节中我们曾提到，在恒星形成的动力学下落阶段，下落物质在转动影响下，由于惯性离心力的作用将优先落入赤道平面，并在分子云核的中心区域产生一个空洞和绕星盘(参看 7.3.1 节中 3. 转动的效应和原恒星模型). 此时分子云核的质量和角动量不断通过该绕星盘被吸积. 故我们也称绕星盘为吸积盘. 作为盘角动量转移的一个结果，盘物质很快旋转着进入中心星，并形成了一个迅速转动的星. 这种迅速的转动和完全对流的恒星内部的耦合又导致一个强的恒星磁场的产生[36]. 外向流和恒星形成研究中的一些疑难问题，如外向流(包括光学的)的准直机制以及一个星如何通过丢失质量来形成等，正是与这两个关键的因素——角动量和磁场有关. 围绕大部分 YSOs 的气体(和尘埃)盘的发现意味着角动量问题的重要作用. 正如前述，盘的形成本身就是分子云核存在初始角动量的必然结果. 盘又是恒星形成中质量和动量的存储器，是外向流中观测到的巨大机械功率的潜在来源.

对于一个转动的原恒星，大部分进入星中的质量应该是从盘中吸积而来. 而恒星形成过程中多余的角动量将通过盘所驱动的星风被带走. 因此年轻恒星天体附近的外向流与盘系统使原恒星既失去质量又得到质量. 为了使净质量流的结果是增加原恒星的质量，这就要求质量抛射率 $\dot{m}_{\mathrm{wind}}$ 是吸积率 $\dot{m}_{\mathrm{accretion}}$ 的一部分，即 $\dot{m}_{\mathrm{wind}}=f_1\dot{m}_{\mathrm{accretion}}$. f_1 的大小将由星风产生机制的物理学所决定. 理想的原恒星风应带走少的质量，多的角动量. 多年来有不少调查分析证明，磁压或离心驱动的磁流体力学风是潜在的可行机制[37~39]. 下面介绍一种估算 f_1 的简单方法[12]. 由于低质量原恒星的光度来源于吸积过程中所释放的引力能，因此有可能利用观测到的外向流的平均动量流(驱动力)和驱动源热光度间的相关关

系(参看图 7.23)导出 f_1 来. 首先,源的热光度可根据吸积释放的引力能来计算,即

$$L_{\mathrm{bol}} = Gm_* \dot{m}_{\mathrm{accretion}}/R_* = \dot{m}_{\mathrm{accretion}} v_{\mathrm{K}}^2$$

v_{K} 是在星表面的开普勒速率. 而流和风的驱动力(假设动量守恒)

$$F_{\mathrm{CO}} = f_1 \dot{m}_{\mathrm{accretion}} v_{\mathrm{wind}}$$

因此

$$F_{\mathrm{CO}}/L_{\mathrm{bol}} = f_1 v_{\mathrm{wind}}/v_{\mathrm{K}}^2$$

式中 v_{wind}是风或喷流的速度. 对 0-类和 I 类低光度天体 Bontemps 等推得 $f_1 \approx 0.1$[40]. 考虑到吸积率和恒星材料下落速率 $\dot{m}_{\mathrm{infull}}$(注:在盘半径范围内,大多数物质下落在盘上)的关系,$\dot{m}_{\mathrm{accretion}} = f_2 \dot{m}_{\mathrm{infull}}$. 这样,我们可得到 $\dot{m}_{\mathrm{wind}} = f_1 f_2 \dot{m}_{\mathrm{infull}}$. Shu 计算了这个外向流与内向流的速率之比 $f_1 f_2$ 大约为 0.1～0.2,这个数值与观测的结果粗略相符[37].

盘问题提出的另一个重要目的是试图解决外向流的驱动与准直问题. 外向流的资料已清楚表明,恒星的辐射不可能是驱动外向流的原动力. 这样与转动和磁场有关的磁流体驱动将有利于这一目的. 由于中心星和周围的吸积盘是这种考虑的自然的储能器,因此理论和观测的讨论不断转向这两种可能性以及外向流和吸积盘间的物理联系的探讨. 如果外向流是恒星的,那么风和周围漏斗状盘间的相互作用将促使外向流向垂直盘面的双极方向集中. 如果外向流是盘的,则外向流与盘间的联系将更密切和深远. 不少有效的以吸积为动力的风或喷流的机制提了出来,它们有来自星表面的、盘的,也有来自盘和磁球边界的. 其中最有效的是利用存在于星或盘里的强磁场驱动星风并带走吸积气体的角动量[10,11]. 由吸积驱动的星风经过磁的或流体力学过程将进一步准直,并形成一个高 Mach 数的大约 200～800 km · s^{-1}速率的风或喷流.

在观测上已有大量的事实证明吸积盘和各类外向流活动间有

极其密切的联系.如:人们很早就观测到 T Tauri 星的光学禁线发射(如[O Ⅰ],[N Ⅱ]等)与红外发射余量相关.由于光学禁线的发射可以提供外向流(电离分量)的诊断,而红外超又示踪了盘的存在(参看 7.3.2 节年轻星能谱解释),因此这一相关说明外向流与吸积盘间确实存在密切的联系[41,42].此外,这些禁线发射与中心星特性却相关得不好,这就更说明盘在外向流机制中起了重要的作用[39].进一步研究还看到,大多数分子外向流和 YSOs 的质量外流都有一个明显的趋势,即与磁场方向,盘轴方向排列成行.更严格地说,大约 70%的外向流是在分子云磁场方向的 30°范围内排成一直线.这些事实一方面说明外向流的准直性与磁场密切相关,另一方面也说明云磁场在决定扁平的、多半转动的原恒星盘的结构中有重要的作用[43].近 10 年来利用多波段的以及空间的观测更加强了外流活动与盘紧密联系的认识.如通过红外的、毫米波(包括后来的亚毫米波)的系统观测以及进一步的干涉仪成图,得到了一些尺度小到几十个 AU 的盘的结构和运动学[44].几个喷流源的高分辨率的盘的图像也在近红外上利用自适应光学,光学上利用 HST(哈勃空间望远镜)得到[45].多种类型的外流活动(包括喷流)与盘的明显相关,在外流方面表现的特征是:P Cygni 的谱线轮廓,禁线发射,热射电辐射或很好扩展的分子瓣;在吸积方面表现的证据是:紫外的、红外的和毫米波上的超量发射或反转的 P Cygni 的谱线轮廓[11].此外,外流活动与盘的密切关系对于高质量的 YSOs 也一样存在,这说明两种质量的年轻星所经受的物理机制基本是一样的.另一个喷流盘起源的证据来自与 FU Ori 型星爆发成协的高能外向流.在 FU Ori 爆发的典型持续时间(约 10^2a)内质量吸积速率约为 $10^{-4}m_\odot\ \mathrm{a}^{-1}$.对于最强的源 FU Ori 和 Z CMa 比率 $\dot{m}_{\mathrm{wind}}/\dot{m}_{\mathrm{accretion}}\approx 0.1$,再次证明吸积是相当有效的外流机制.总之可以认为外向流(包括喷流)是靠吸积过程释放的引力能提供动力又靠盘馈送物质的.此外,外向流源中的磁场也为远红

外的和亚毫米波的偏振测量所证实，这些观测在 sub-pc 的尺度上揭示了一个规则的、沙漏形的磁场位形[46,47]. 特别是在年轻天体 T Tau S 的两个分离 20 AU 方向相反的非热发射结中探测到至少几个高斯强的大尺度磁场[48]，从而提供了磁流体特征喷流的直接证据.

根据观测对盘物理学的限制，人们认为，磁流体盘风可能是解释大多数复杂的观测现象的最简捷的途径. 更全面地说，来自被开放磁场穿过的磁化吸积盘的吸积-供能的离心驱动盘风提供了最有效的方式泄放在吸积过程中释放的引力势能，从而推动外向流的产生.

在各种磁流体盘风理论中最流行的是 Shu 等人的"X-风"模型[37,49,10]. 这种风是由吸积盘的磁离心作用引起. 当年轻星的偶极磁场与周围的吸积盘相互作用时，盘在离开星大约几个恒星半径 R_X 的地方被截断，中心星的磁场位形也随之发生改变. 在 R_X 附近的吸积盘区域(可称作为 X-区)磁场同时被挤压. 这样的磁几何学在动力学上适于产生一种离心驱动性质的磁流体力学风和指向中心星的磁吸积流. 这就是所谓的"X-风"模型. X-风准直地并对数缓慢地进入喷流，它们与 YSOs 周围的分子云核相互作用产生了双极分子外向流. 总之，无论是纯 MHD 风还是"X-风"它们对解决恒星形成过程中两大难题——角动量问题和磁流问题都有重要的意义.

盘的进一步工作也是多年来研究的热点是在原恒星和主序前星的周围搜寻尺度较小(约 100～200 AU)，质量较小(远小于太阳质量)并具有开普勒转动性质的原行星盘，从而研究地外行星系统形成的机制. 这就要求较高的空间分辨率. 近 10 多年来高分辨率的毫米波干涉仪阵的观测使这一研究成为可能. 观测证明，许多 T Tauri 型星有明显的类似原行星盘的结构[50,51]. Hayashi 等人利用野边山的毫米波阵对许多 T Tauri 星建立了半径大约为 100

AU,质量大约为 0.01～0.1$m_\odot$的拱星盘证据,这些拱星盘被认为是原行星盘,其内部正在经受行星的形成[52].毫米波干涉阵的观测还揭示了围绕低质量 PMS 星的原行星系的存在.如对 HL Tau 星的高分辨率(2.7″)的^{13}CO 的谱线成图观测表明,其子盘很可能导致地外行星系统的形成.在该星的结构中已观测到了像木星质量大小的凝聚区[53].最近对 Bok 球状体 CB 26 的亚-角秒-分辨率的近红外偏振成像和毫米波的资料也揭示[54],CB 26 有一个质量为 0.01$m_\odot$直径>400 AU 的拱星盘,该盘正处在环绕一个质量≈0.35$m_\odot$年轻星的开普勒转动中.来自 200 AU 较内盘的尘埃毫米波发射是高度光学厚的.观测支持了 CB 26 正处在深埋的原恒星吸积盘和更演化的多半是 T Tauri 型星的原行星盘间的过渡阶段.它应该是非常年轻的和早期的太阳系可比拟的原行星盘.

远红外(25～100 μm)和毫米波的超量发射也提供了有力证据,说明约 50%的 T Tauri 型星,一些类似原太阳的天体,是被致密的尘埃盘包围的.这些盘和所要求原太阳星云大小接近.质量约为百分之几的太阳质量,且在某些情况下明显地具有开普勒轨道运动的性质.而其尘埃颗粒看上去也显示出行星前盘所预期的特征.特别是最近 10 多年来由于观测设备的改进,已有可能探查和研究非常年轻的太阳型恒星的拱星环境细节,并且可以和演化早期的太阳系的理论模型进行比较.例如:毫米波的综合孔径成像可以提供较外拱星盘的位形,温度和密度分布、速度场以及化学组成的直接研究;而高分辨率的近红外光谱则可以示踪拱星盘的较内和较热的部分;盘中裂缝的出现将可能反映行星的形成,行星的形成也可能表现在尘埃连续发射随波长的变化上[55].

总之,由上述一系列的结果看来,我们已经到达了恒星形成与行星形成研究的对接阶段,这两方面的研究在 21 世纪将进入一个非常令人鼓舞的交叉推进的局面.

§7.5　恒星形成过程的主要阶段——低质量星形成的一个基本图景

前面各节的讨论几乎涉及到了恒星形成过程中所有重要环节.如:分子云核的形成,原恒星的形成,吸积和外流以及低质量年轻天体能谱分布的演化序列等.现在的任务是要将恒星形成过程中的各个环节有机地联系起来,进一步弄清不同质量的恒星到底是如何一步步地从星际气体和尘埃中形成的.首先讨论低质量星($m<2\sim3m_{\odot}$)的形成过程.从已介绍过的恒星形成双模式理论可知,松散-聚集模式允许单个小分子云独立地进行塌缩,从而形成单个的星(或双星).因此讨论一个单星形成的详细过程是很有实际意义的.这里特别要强调的是研究低质量星的形成无论在观测上还是理论上都要比研究大质量星的形成优势得多.这不仅是因为太阳和星系中大部分的星是低质量的,还因为[1,2]:

(1)低质量星的 Kelvin-Hemholtz 时标长,即 $\tau_{KH}>\tau_{ff}$,后者表示一个云核自由下落的引力塌缩时标.这就意味着低质量星有一个可观测的主序前阶段.(参看图 7.26——不同质量星在 HR 图上的主序前演化.)

(2)低质量星比起大质量星很少破坏其诞生的环境,这样其母云的初始条件可以较好地保持.

(3)大质量星趋于星团形成方式,而低质量星可以相对孤立地形成.这样低质量恒星的生存环境可以不受其附近星的影响.

(4)距离最近的低质量恒星形成区离我们仅 140 pc,比最近的大质量恒星区约近了 3 倍.这样在同样的角分辨率下更有利于示踪低质量恒星形成的细节.

综上所述,低质量星的形成是研究恒星形成详细过程的重要实验室.迄今最流行的,并被许多观测所证实的低质量星形成图

景是由 Shu 等人(1987 年)提出来的[3]. 在 Shu 等人的理论中,低质量星从分子云中形成的具体过程被分解成 4 个阶段[3~5](参看绪论 1.2.5 节):

(1)分子云核形成阶段

在低密度的分子云中,当磁场(或湍动)对分子云的支撑由于双极扩散而消失时,首先形成多个缓慢运动的弱磁化的分子云核(见图 1.5(a)).

(2)自相似收缩及原恒星、盘形成阶段:

在因引力不稳定引起的由里向外塌缩的云核中形成一个被星云盘包围的原恒星(见图 1.5(b)).

(3) 磁离心驱动的低电离星风和分子外向流阶段

恒星风从原恒星-盘系统的转轴方向喷发出来,产生一个光学喷流和双极分子外向流,在盘面方向继续吸积物质(见图 1.5(c)).

(4) 尘埃盘围绕的主序前(PMS)星形成阶段

产生星的母分子云逐渐消散,物质下落全部终止,具有一个拱星盘的新生星(实际是 PMS 星)终于显露出来(见图 1.5(d)).

在图 1.5 所展示的 4 个阶段中,阶段(3)是以前恒星形成理论发展中从未预期过的. 但正如我们前面讨论过的,现在完全可以肯定,几乎所有的恒星在其形成的过程中都必须经历猛烈的质量流失. 事实上,恒星从一个比它大许多量级的转动云中收缩而成时,如何实现角动量的转移和磁场的扩散始终是两个亟待解决的问题. 因此在恒星乃至星系核形成过程中如果不同时伴随强大的外向流实在是很难想像的.

恒星形成第一阶段的主要特征是含有一个指向 $1/r^2$ 密度轮廓分布的准静态演化. 分子云核的这种密度结构对于一个等温球是完全适宜的. 也就是说,分子云的质量密度分布将随时间逐步趋于 $\rho(r)=(a^2/2\pi G)r^{-2}$ 的关系(详见 § 7.3). 这样的关系已经在许

多致密核中观测到了. 此外,根据氨(NH_3)云核的观测,这个阶段(指进入动力学塌缩之前或者说包含一个嵌入的红外源之前)的持续时间大约是 10^6a.

当分子云核缓慢收缩的位形变得足够中心集中时,演化将进入阶段(2). 此时云核由里向外引力塌缩. 从而在云核最内部区域形成一个原恒星和吸积盘. 根据 Shu 等人的等温原恒星塌缩模型,此时星云盘的半径 R_c 由(7.3.16)式决定,质量下落速率 $\dot{m}$ 由(7.3.14)式计算. 在 R_c 外则是一个气体和尘埃组成的下落包层. 随着时间的演化越来越多的转动下落的物质将优先地落入盘面而不是星上. 由于尘埃的消光,这个阶段的信息将主要通过红外、亚毫米波和毫米波的观测得到. 其能谱分布具有 I 类源的特征.

在物质向中心星吸积时,温度不断上升,当达到 10^6K 后,将最终点燃氢的同位素氘. 当中心星的质量小于 $2m_\odot$ 时,这种氘燃烧会使整个原恒星完全对流. 有一种看法认为,正是这种对流与年轻星较差自转的相互作用结果导致原恒星产生星风的. 此时星风将从旋转的尘埃和气体的两极中冲出来形成双极流,致使演化进入阶段(3). 阶段(3)的主要特征是内向流与外向流的结合. 内向流和外向流间的相互制约很可能影响到恒星的最后质量. 关于外向流目前一般的看法认为它是磁流体力学驱动的星风或喷流驱赶或带动周围气体的结果(详见上节). 但现在尚不清楚该星风或喷流是起源于星还是盘还是二者皆有. (2)、(3)两个阶段加在一起的总演化时标为 $10^5 \sim 10^6$a,并几乎与星体的质量无关. 此时的能谱分布常表现为 Ⅱ-D 类特征.

在恒星外向流的任何合理的图景中,可以看到随着源年龄的增长,源的转动速率逐渐变慢,磁场变弱,星风的张角向偏离两极方向逐渐变宽,当向外抛射物质的张角达到 4π 时将进入恒星形成的第(4)阶段,即上述的具有一个遗迹星云盘的低质量的年轻星——T Tauri 型星的阶段. 这时,中心的年轻恒星天体变得是可见

的，除了光学与近红外甚至在紫外段也有可能观测到. 阶段(4)的基本问题是星云盘中的质量、角动量以及能量的转移问题. 阶段(4)的演化时标为 $10^6 \sim 10^7$a. 阶段(4)具有 Ⅱ 类源的能谱分布.

阶段(4)的进一步演化将涉及星云盘的最后消散. 此时，一部分物质可能结合到行星或恒星的子星中去或者由于高能的外向流而播散. 上述的恒星形成过程更准确地说是主序前星(PMS)的演化过程.

§7.6 大质量星形成的基本特征

与低质量星的形成不同，大质量星($\geqslant 10m_\odot$)在其形成过程中由于较强的紫外辐射对其环境的明显破坏作用，又由于产生大质量星的较大的稠密云核同时会产生一系列的恒星、星团和 OB 星协[6]，从而使大质量星形成的研究变得很复杂. 可以说目前对于大质量星的诞生和最早演化阶段的了解无论在观测上还是理论上都是很贫乏的. 从另一方面看，由于大质量星的演化时标远小于低质量星(如 O 型星的 Kelvin-Hemholtz 时标 $\tau_{KH} \leqslant 10^4$a)，以致它几乎没有一个明确的主序前星阶段，而直接进入了主序星，这又使大质量星的形成过程没有像低质量星那么多的可区分和利于观测的阶段. 用 HR 图可以很好地理解不同质量星主序前演化的不同特征. 图 7.26 清楚地描绘了不同质量主序星形成过程中恒星光度和表面温度间的关系[7]. 我们知道，主序前星开始于诞生线处，并在到达主序线前沿着林氏轨迹向主序移动. 从图看，观测到的 T Tauri 型星和 Herbig Ae/Be 发射线星以及具有外向流的年轻星的位置是和中小质量星的形成理论(见上节)一致的. 然而对于质量大于 $10m_\odot$ 的大质量星，由该图明显可见，它们不存在一个主序前星的演化阶段. 此外，由于大质量星的 τ_{KH} 远小于它的自由下落时标 τ_{ff}，以致在它们还没有停止从周围的原恒星包层吸积物质前就开

始氢燃烧并到达主序. 这样在吸积阶段一个大质量盘的形成以及因此分子外流和喷流的出现都不如低质量星情况那么清楚. 上面介绍的 Shu 等人的低质量星形成理论虽然在解释许多低质量星形成的观测上很成功,但在大质量星形成方面的适用性却是有疑议的[8].

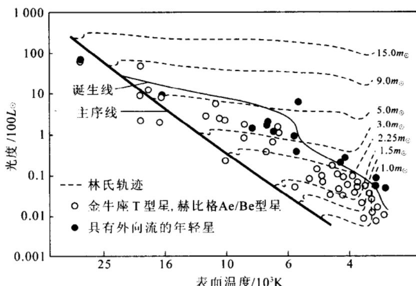


图 7.26　不同质量年轻星在 HR 图上的主序前演化[7]

此外, 大质量星形成和早期演化研究的困难不仅在于它的迅速演化还在于它的难以观测. 因为大质量星是在大的分子云稠密核中形成的,因此它周围的分子包层很厚,即使大质量星已经形成,但它仍被深埋在产生它的分子云核中. 这样,在中心大质量星的 UV 光子作用下, H 被电离,分子包层内部将形成一个非常致密的 H Ⅱ 区. 这种仍然嵌埋在母分子云中的极端致密的 H Ⅱ 区是新形成大质量星的重要表现形式. 这时, 人们只有通过离子、原子和分子在红外、毫米和射电波长上的辐射来研究它们. 光学手段是无效的. 总之,相对低质量星而言,目前对大质量星的形成过程,特别是早期阶段(如星前核的形成阶段)了解甚少. 已证认的塌

缩、单个的外向流以及吸积盘等的数目也不多. 特别是大质量星形成的两种方式(吸积形成方式和由中、小质量原恒星并合形成方式)问题还远未解决. 本节将对大质量星形成的可能方式,不同演化阶段中相关天体的特性以及伴随现象(如星际脉泽)等作一扼要的介绍. 有关大质量年轻星的塌缩、外流和吸积盘等问题,以前章节中已涉及过的本节不再讨论.

假定大质量星是通过吸积周围物质的方式形成的,那么在忽略转动、磁场和成团性等引起的效应后,大质量星的形成过程大致有以下几个阶段[9]:

1. 等温塌缩阶段(见图 7.27(a))

当分子云或其中的一部分变得引力不稳定后,物质将以正比于 $r^{-0.5}$ 的速度向不稳定中心塌缩,形成一个小的致密核. 起始时由于包层是光学薄的,所以因下落产生的热可自由地辐射出去,从而保持了冷的、等温的塌缩. 这个阶段的时标由自由下落时间决定,即

$$\tau_{\mathrm{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_0}\right)^{1/2} = 2.1 \times 10^5 \rho_0^{-1/2}\mathrm{a} \qquad (7.6.1)$$

式中 ρ_0 是初始密度(单位:$10^{-19}\mathrm{g\cdot cm^{-3}}$),$\tau_{\mathrm{ff}}$即自由下落时间.

2. 吸积核阶段(见图 7.27(b))

随着中心稠密核的形成,其光学厚度不断增加,热量不再能有效地辐射出去,导致中心的温度升高,压力增大,最后塌缩停止. 演化进入第(2)阶段,即吸积阶段. 此时中心核只能通过吸积周围原恒星包层的物质而增长. 而外面的包层仍然可以继续等温地塌缩. 最后一个小的、致密的、光学厚的、似恒星的核在云的中心形成. 这个中心核将由于吸积物质而很快地向主序的温度和密度演化. 其时标为

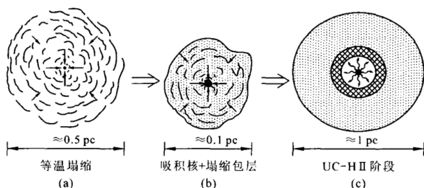


图 7.27 大质量星吸积形成方式主要阶段示意图. 在这里忽略了转动、磁场和成团性等引起的效应[9]

$$\tau_{\mathrm{KH}} = \frac{Gm_*^2}{R_* L_*} = 3 \times 10^7 \frac{m_*^2}{R_* L_*}(\text{年})$$

τ_{KH}即前面提到过的 Kelvin-Helmholtz 时间. m_*、R_*和 L_*是中心核的质量、半径和光度(太阳单位). 对于大质量星, 由于 $\tau_{\mathrm{KH}} \ll \tau_{\mathrm{ff}}$, 因此有可能热核反应已经开始, 但物质的塌缩仍在继续. 大质量星的吸积和下落在中心星的强烈辐射和星风作用下, 最后将中止. 然而, 准确的过程并不是很清楚的.

进一步的研究认为, 如果大质量星是通过吸积周围气体的方式形成, 那么在这个 UC-H Ⅱ 区前身的阶段, 应是一个伴随有吸积盘和大质量双极外向流的迅速吸积时期[10]. 前面已提到围绕大质量原恒星吸积盘的观测证据还不多. 参考资料[8]中的表 3 列出了同时有吸积盘和外向流的 8 个大质量年轻天体, 其中有 5 个天体有喷流. 大质量恒星形成区吸积盘探测的困难主要由于大的距离以及很难从诞生大质量星的热核的致密的、热的拱星环境中区分出来.

3. 超致密 H Ⅱ 区阶段(UC H Ⅱ, 见图 7.27(c))

当中心核最后停止吸积并且进入主序后, 将形成一个被致密 H Ⅱ 区环绕的因星风吹开的中心空洞. 而这个超致密 H Ⅱ 区又被

一个大的、暖的分子包层所包围. 这就是大质量星形成的第(3)阶段,超致密 H Ⅱ 区阶段. 在这个阶段,中心天体已经进入到 ZAMS(零龄主序)星或主序星的早期演化阶段. 但它们仍然深埋在母分子云的气体和尘埃中. 我们应该将它们与经典的由 OB 星产生的 H Ⅱ 区区别开. 超致密 H Ⅱ 区作为新形成大质量星形成的一个标志在大质量年轻星研究中占有重要的地位. 可以说 UC H Ⅱ 区代表了大质量星发展的一个关键阶段. 高分辨率的射电连续谱观测表明,UC H Ⅱ 区的形态多样,有球状的(占 43%),彗星状的(占 20%,即由一个明亮致密的头部和弥漫扩展的彗尾构成),核-晕状的(占 16%),球壳状的(占 4%)以及不规则的或具有多个亮度峰分布状的(占 17%). 新形成大质量星周围电离气体的多样化形态与大质量的激发星有关,与它的环境有关,也与它们之间的相互作用有关. 参考资料[8]的 § 2.3 介绍了一些用于解释各种 UC H Ⅱ 区形态的理论模型. 如:彗星状的形态很可能与弓形激波有关,它们是在大质量电离星的星风以超声速度通过周围分子云时产生的. UC H Ⅱ 区是小的,非常致密的和非常明亮的电离氢区. 其典型物理参数[10]:尺度$\leqslant 10^{17}$cm,密度$\geqslant 10^{4}\mathrm{cm}^{-3}$,辐射量度(EM)$>10^{7}\mathrm{pc}\cdot\mathrm{cm}^{-6}$时标为 10^{5}a.

许多与低质量星形成成协的质量外流现象,如分子外向流、高速的 H_2O 脉泽源也都在大质量形成过程中观测到了(注:关于不同脉泽的出现和大质量星形成不同阶段的关系我们在后面还要专门介绍). 特别是发现了许多 UCH Ⅱ 区是强的双极分子外向流的中心(见参考资料[11]中的表 2). 其中 UCH Ⅱ 区 G5.89-0.39 中观测到的双极分子外向流是第一次证认的与大质量 O 型星成协的最亮的外向流(指它的力学光度)[12]. 这种通常与低质量星形成成协的分子外流以及上面提到的拱星盘在大质量的恒星形成区被观测到,使得这两种模式的恒星形成产生了重要的联系.

具有超致密 H Ⅱ 区的新形成的大质量星,它的能谱分布

(SED)与新形成的低质量 ZAMS 星不同. 超致密 H Ⅱ 区的能谱在 $\lambda \geqslant 3$mm 的波段上,主要由 H Ⅱ 区的自由-自由发射所贡献. 而在 $\lambda \leqslant 3$ mm 的范围内,将主要是 H Ⅱ 区外尘埃热辐射的贡献. 星周尘埃热辐射的峰值在 $\lambda = 100\ \mu$m 的附近,其发射通常比该波段的自由-自由发射高出 3.5～4 个量级. 由于 H Ⅱ 区的热尘埃包层将中心星的光度转换成了远红外的辐射, 致使它成为银河系中 100 μm 上最亮的天体. 而且,一般说来,无论 H Ⅱ 区的形状和光谱型如何,超致密 H Ⅱ 区的红外能谱的形态都很类似,都如图 7.28 和参考资料[13]所示的例子[9,13]. 对于各种光谱型的大质量年轻星,其能谱分布相似的特点意味即使中心星已经演化到主序前后,但由于星周的包层太厚,以致中心星无法很快地影响到外面的较冷的尘埃发射. 致使它们有类似的红外能谱, 这一点与低质量星显然不同. 图 7.28 展示的是超致密 H Ⅱ 区 G5.89-0.39 的能谱分布. 图中的模型拟合取自参考资料[14]. 参考资料[13]和[14]的拟合采用的都是球形的均匀介质模型. 然而,更精确的模型应该包含一个团块介质,非球形的几何以及遗迹吸积盘的效应[10].

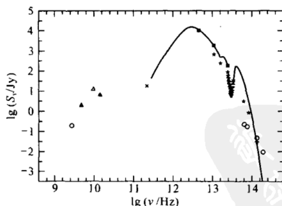


图 7.28　超致密 H Ⅱ 区 G5.89-0.39 的能谱分布. 图中实线是模型拟合结果[9,14]

超致密 H Ⅱ 区一旦形成,来自它的强星风和紫外辐射将激烈影响着它周围的分子云. 目前我们对这种受扰云的整体结构和动力学还不甚了解. 此外, 和低质量星不同, 大质量星通常是成团或成群形成的,因此研究分子云在多个新形成的大质量星联合作用下的结构和位形对理解大质量星的形成和早期演化也是重要的. 参考资料[15]利用紫金山天文台青海站的 13.7 m 毫米波望远镜,对银道面的一个包含 19 个超致密 H Ⅱ 区的大质量星形成区进行了^{13}CO ($J=1$—0) 的谱线成图观测. 结合它们的^{13}CO 发射的空间结构、远红外发射和尘埃色温度的空间分布,详细研究了 UC-H Ⅱ 区与成协分子云间可能存在的各种动力学联系.

目前对大质量星形成过程中的几个演化阶段(等温塌缩→吸积核→UC-H Ⅱ 区)的另一种提法是,巨分子云→星前核→热核→UC-H Ⅱ 区[10]. 我们知道,UC-H Ⅱ 区不代表大质量星形成的最早阶段. 大质量星的最早起源是巨分子云(GMCs)中的致密核. 由第五章的学习可知,GMCs 中的大团块提供了形成星团的母云,而它的子结构-核又是星前核生成的场所. 下面我们就来介绍与大质量星形成有关的星前核(prestellar cores,简称 PSCs)和热核(HCs)的一些基本特性[10].

1. 星前核(PSCs)

星前核是恒星形成过程的最早可证认的阶段. 它们是致密的、引力束缚的,并正在经受准静态的引力收缩. PSCs 的形成是大质量星形成中最缺少了解的阶段[8]. 由于 PSCs 的中心尚未形成一个原恒星,因此它将不表现为一个近红外源($\lambda \leqslant 2\ \mu$m). 它们靠周围的星际 UV 辐射场来加热,因此它们的温度很低,仅 10~20 K. PSCs 的能谱分布(SED)峰在大约 200 μm 的远红外区. 星前核也可在 CO 或其它分子谱线上观测到. 近年来证认了十几个 PSCs 候选体有气体下落的谱征. PSCs 的 H_2 柱密度 $N(H_2)$随半径的分布是云核支撑机制的很好指示器[10]. 由现在的 $N(H_2)$分布看(中

心部分平坦，指向较外边界部分呈 r^{-2} 规律)，它与经受双极扩散的磁支撑云机制相符. 对星前核的研究至今仍处于初期的阶段. 事实上，目前探测到的星前核几乎都是低质量的小云块，产生大质量星的 PSCs 可以说还没有明确地证认. 不过，人们猜测，由 Egan 等(1998 年)探测到的致密天体，根据它们的密度、尺度和质量，其中有一部分很可能是产生大质量星的 PSCs[16].

2. 热核(HCs)

本节所讨论的热核指的是那些包含迅速吸积的大质量原恒星的分子云核. 它们是 UCH Ⅱ 区的前身，故也称 PUCHs(precursors of UC H Ⅱ s)[10]. 能产生大质量星的热核由其中心的大质量原恒星和与之成协的低质量星团成员加热，温度比星前核高得多. 通过 CS，NH_3，等多谱线的观测和研究得到大质量热核的主要物理参数是：密度约 $10^6 cm^{-3}$，温度约 100～200 K，质量约 $10^3\ m_\odot$，尺度约 0.5pc. PUCHs 很可能被一个赤道吸积盘和成协的低质量星团星所环绕，而在盘的转轴方向有大质量的双极外向流. 如 § 7.4 中提到过的该外向流的质量、动量和动能都要比低质量星的大得多. 而准直性要比低质量星的差. PUCHs 阶段的寿命相当短，典型的寿命 $\leqslant 10^5$a.

上面我们介绍了大质量星吸积形成方式中的一些过程和特征. 近年来 Bonnell 等(1998 年)和 Stahler 等(2000 年)对吸积形成方式提出了疑问[17,18]. 他们认为，大质量星很可能是因中、小质量原恒星碰撞、并合(或接合 coalescence)而形成. Bonnell 等提出在一个致密的年轻星团的核中因吸积导致的碰撞可以形成大质量星. 因为当气体吸积到一个星团核的单个成员上时会促使核的收缩. 如果吸积的时标和初始的渡越时标可以比拟时，核可以充分的收缩，以致碰撞变得更加重要. 这个碰撞还包括通过吸积到初始的低质量原恒星上的中等质量星的形成. Stahler 等也认为，大质量星向年轻星团中心的明显集中，提供了一个重要的线索，即质量超

过 10 $m_{\odot}$的大质量星是由已经存在的低质量的星团星并合形成的.该并合可能发生在包含低质量星的致密分子云核的并合(merger)之后.大质量星的并合形成方式还因许多年轻开放星团高的恒星密度而支持,如 Orion 星团的平均恒星分离小于初始母云温度下的金斯长度.实际上,如果这种方式中包括进三体的相互作用后,如一个原恒星的束缚双星对一个正在形成星团的第三个成员相互作用,那么大质量星的并合形成假设可能比 Bonnell 等论证的更有效[10].看来,在同一个星团内,吸积和并合两种方式都存在是可能的.虽然大质量的双极外向流的出现通常是有利于吸积形成图景.但人们仍意识到并合可能也是大质量星形成的重要机制.

最后,我们讨论一个重要问题,即星际脉泽发射与大质量星形成的关系(参看本书 6.2.1 节).在 UCH Ⅱ 区和大质量恒星形成区附近分子脉泽是非常强和普遍存在的现象[8,10].与大质量恒星形成区成协并分布最广的脉泽是 H_2O,OH 和 CH_3OH 脉泽,H_2CO 和 NH_3 脉泽只在少数几个源和几个跃迁上观测到.由于抽运机制的要求,脉泽通常被限制在密度较高(约 $10^6 \sim 10^9 cm^{-3}$)和尺度较小(几十个 AU)的区域(见第四章).这样,用脉泽可以示踪大质量星形成区的物理条件和运动学,这正是其它手段难以达到的.

上述各类星际脉泽中,H_2O 脉泽是大质量星形成的突出的标志.在 UCH Ⅱ 阶段 H_2O 脉泽的出现概率很高.如 Churchwell 等(1990 年)在 100 个观测的 UCH Ⅱ 区中探测到 H_2O 脉泽发射的占 67%[19].统计表明;H_2O 脉泽的光度正比于恒星形成区的远红外光度.由于 H_2O 脉泽的高激发条件(如观测到最多的 H_2O 的 22 GHz 的跃迁,其上能态高于基态 600 多 K),通常认为激波能够达到 H_2O 脉泽激发所要求的温度和密度.在外流和膨胀壳情况下,H_2O 脉泽可能出现在外向流与周围介质的交界面上;在吸积盘

里，它们可能是由正在下落到盘上的物质产生的[10].

OH 的 1 665 和 1 667 MHz 脉泽和恒星形成以及 UCH Ⅱ 区也紧密成协. 在大质量恒星形成区 OH 脉泽的起源尚不清楚. Garay 等提出 OH 脉泽处在 H Ⅱ 区电离波前外的一个吸积包层里. Bloemholf 等解释他们对 W3(OH)的 OH 脉泽自行的测量，认为 OH 脉泽处在 H Ⅱ 区的电离波前和激波波前间的膨胀壳层中[20].

CH_3OH 甲醇脉泽已经在许多跃迁上在大质量恒星形成区中观测到了[8]. 与 H_2O 和 OH 脉泽一样，甲醇脉泽是否可以排他性地示踪外向流、吸积盘或前进的激波波前是不清楚的[10]. H_2CO 和 NH_3 脉泽不像上述脉泽在许多大质量星形成区观测到，研究得就更少.

基于典型的各类脉泽与 UCH Ⅱ 区(通过射电连续谱的成图观测给出)的相对位置分布，发现不同脉泽的出现和大质量星形成的不同阶段相联系[8]. 其中 H_2O 脉泽出现在大质量形成的最早阶段(迅速吸积时期). 当新出现的大质量年轻星形成一个可探测的 UCH Ⅱ 区时，CH_3OH 脉泽产生. OH 脉泽则出现得最晚，它产生于一个压缩的，且可能还在下落的拱星壳层里. 当 UCH Ⅱ 区进一步演化到弥漫的 H Ⅱ 区时，这些脉泽都将消失. 尽管这 3 种典型的脉泽在空间和时间演化上是不同的，但许多例子表明，这 3 种脉泽仍然可能出现在同一个恒星形成区.

至此，我们讨论了低质量星和大质量星形成的图景，它包含了丰富的多样化的物理过程. 引起这种多样性的原因是由于恒星形成的问题跨越了从星际空间到恒星内部的各种不同的物理条件. 利用整个电磁波谱可以获取它们的全部信息. 为了攻克这个堡垒，目前无论在观测上还是理论上已经发展了大量技术和手段，为今后该领域的研究，可能的更大突破奠定了基础.

参 考 资 料

§ 7.1

[1] Shu F H, Adams F C, Lizano S. ARA&A, 1987, 25: 23.

[2] 孙锦. 分子天文学和恒星形成，见:李启炳,李宗伟,汲培文编. 九十年代天体物理学. 北京：高教出版社，1995. 330 .

[3] 傅承启,蒋栋荣. 天文学进展，1985，3(1)：36.

[4] Salpeter E E. ApJ, 1955, 121: 161.

[5] Miller G E, Scalo J M. ApJS, 1979, 41: 513.

[6] Scalo J M. Fundam Cosmic Phys, 1986, 11: 1.

[7] Kroupa P, Tout C A, Gilmore G. MNRAS, 1993, 262: 545.

[8] Meyer M R, Adams F C, Hillenbrand L A, et al. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 121.

[9] Lada C J. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 329.

[10] Blitz L. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 3.

[11] van den Bergh S, Lafontaine A. AJ, 1984, 89: 1822.

[12] Elmegreen B G, Clemens C. ApJ, 1985, 294: 523.

[13] Wilner D J, Lada C J. AJ, 1991, 102: 1 050.

[14] Wilking B A, Lada C J, Young E T. ApJ, 1989, 340: 823.

[15] Mezger P G. A&A, 1978, 70: 565.

[16] Knapp G R, Morris M. ApJ, 1985, 292: 640.

[17] Vazquez-Semadeni E, Ostriker E C, Passot T, et al. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 3.

[18] Lada C J, Margulis M, Dearborn D. ApJ, 1984, 285: 141.
[19] Roberts M S. PASP, 1967, 69: 59.
[20] Wilking B A, Lada C J. In: Black D C, Matthews M S, ed. Protostars and Planets Ⅱ, Tuson: University of Arizona, 1985. 297.
[21] Lada E A. Ph D Thesis, University of Texas at Austin, 1990.
[22] Herbig G H, Terndrup D M. ApJ, 1986, 307: 609.
[23] Myers P C, Dame T M, Thaddeus P, et al. ApJ, 1986, 301: 398.
[24] Jackson J M. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space. Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 269.
[25] Evans N J Ⅱ. In: Lambert D L, ed. Frontiers of stellar evolution, San Francisco: Astron Soc Pacific, 1991. 45.
[26] Elmegreen B G. In: Black D C, Matthews M S, ed. Protostars and Planets Ⅱ, Tuson: University of Arizona, 1985. 33.
[27] Evans N J Ⅱ. ARA&A, 1999, 37: 311.
[28] Myers P C. In: Yuan C, You J H, ed. Molecular Clouds and Star Formation, Singapore: World Scientific, 1993. 47.
[29] Zhou S, Evans N J Ⅱ, Koempe C, et al. ApJ, 1993, 404: 232.
[30] Myers P C. In: Peimbert M, Jugaku J, ed. IAU Symp. No. 115: Star Formation Regions, Dordrecht: Reidel, 1987. 33.
[31] Fuller G A, Myers P C. In: Morfill G E, Scholer M, ed. Physical Processes in Interstellar Clouds, Dordrecht: Reidel, 1987. 137.
[32] Beichman C A, Myers P C, Emerson J P, et al. ApJ, 1986, 307: 337.
[33] Adams F C, Lada C J, Shu F H. ApJ, 1987, 312: 788.
[34] Clemens D P, Barvainis R. ApJS, 1988, 68: 257.
[35] Zhou S, Evans N J Ⅱ, Butner H M, et al. ApJ, 1990, 363: 168.
[36] Larson R B. MNRAS, 1981, 194: 809.
[37] Scalo J. In: Capuzzo-Dolcetta R, Chiosi C, deFazio A. Physical Processes in Fragmentation and Star Formation, Dordrecht: Kluwer, 1990. 151.
[38] Myers P C. ApJ, 1987. 319: 430.

[39] Ladd E F. ApJ, 1991. 366: 203.
[40] Myers P C, Heyer M, Snell R L, et al. ApJ, 1988. 324: 907.
[41] Heyer M H, Snell R L, Goldsmith P F, et al. ApJ, 1987, 321: 370.
[42] Yang J, Umemoto T, Iwata T, et al. ApJ, 1991, 373: 137.
[43] Blitz L, Shu F H. ApJ, 1980, 238: 148.
[44] Mooney T J, Solomon P M. ApJ, 1988, 334: L51.
[45] Maddalena R, Thaddeus P. ApJ, 1985, 294: 231.
[46] 孙艳春，孙锦. 天体物理学报，1998，18(3): 302.
[47] Blitz L, Thaddeus P. ApJ, 1980, 241: 676.
[48] Williams J P, Blitz L, McKee C F. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 97.
[49] Lada E A, Bally J, Stark A A. ApJ, 1991, 368: 432.
[50] Lada E A, Evans N J Ⅱ, Depoy D L, et al. ApJ, 1991, 371: 171.
[51] Churchwell E. ARA&A, 2002, 40: 27.
[52] Clarke C J, Bonnell I A, Hillenbrand L A. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 151.
[53] Mouschovias T Ch. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 61.
[54] Elmegreen B G, Lada C J. ApJ, 1977, 214: 725.
[55] Scalo J M, Struck-Marcell C. ApJ, 1986, 301: 77.
[56] Norman C A, Silk J S. ApJ, 1980, 238: 158.
[57] Franco J, Cox D P. Astrophys. J, 1983, 273: 243.
[58] Shu F H. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 365.
[59] Herbig G H. AdA&A, 1962, 1: 47.
[60] Mezger P G, Smith L F. In: de Jong T, Maeder A, ed. Star Formation, IAU Symp No. 75, Dordrecht: Reidel, 1977. 133.

[61] Solomon P M, Sanders D B, Rivolo A R. ApJ, 1985, 292: L19.
[62] Turner B E. In: Verchuur G L, Kellermann K I, ed. Galactic and Extragalactic Radio Astronomy. 2nd edition. New York: Springer-Verlag, 1988. 154.

§ 7.2

[1] Jeans J H. Phil Trans Roy Soc London A, 1902, 199: 1.
[2] Jeans J H. Astronomy and Cosmogony. London: Cambridge Univ Press, 1928. 340.
[3] Shu F H. The Physics of Astrophysics, Volume Ⅱ, Gas Dynamics. California: University Science Books, 1992.
[4] Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic Stability. Oxford: Clarendon Press, 1965.
[5] Spitzer L Jr. Physical Processes in the Interstellar Medium. New York: Wiley, 1978.
[6] Evans N J Ⅱ. ARA&A, 1999, 37: 311.
[7] Evans N J Ⅱ. In: Lambert D L, ed. Frontiers of stellar evolution, San Francisco: Astron Soc Pacific, 1991. 45.
[8] Leisawitz D, Bash F N, Thaddeus P. ApJ, 1989, 70: 731.
[9] Shu F H, Adams F C, Lizano S. ARA&A, 1987, 25: 23.
[10] Arguilla R, Goldsmith P F. ApJ, 1986, 303: 356.
[11] Downes D. In: Peimbert M, Jugaku J, ed. IAU Symp. No. 115: Star Formation Regions, Dordrecht: Reidel, 1987. 93.
[12] Goldreich P, Kwan J. ApJ, 1974, 189: 441.
[13] Bonazzola S, Heyvaerts J, Falgarone E, et al. A&A, 1987, 172: 293.
[14] Mouschovias T Ch, Spitzer L. ApJ, 1974, 210: 326.
[15] Tomisaka K, Ikeuchi S, Nakamura T. ApJ, 1988, 326: 208.
[16] Reid M J, Moran J M. ARA&A, 1981, 19: 231.
[17] Myers P C. In: Hollenbach D J, Thronson H A, ed. Interstellar Processes, Dordrecht: Reidel, 1987. 71.
[18] Mouschovias T Ch, Paleologou E V. ApJ, 1980, 237: 877.

[19] Draine B T. ApJ, 1983, 270: 519.

[20] Elmegreen B G. ApJ, 1979, 232: 729.

§ 7.3

[1] Shu F H. In: Peimbert M, Jugaku J, ed. IAU Symp. No. 115: Star Formation Regions, Dordrecht: Reidel, 1987. 417.

[2] Myers P C, Benson P J. ApJ, 1983, 266: 309.

[3] Bodenheimer P, Sweigart A. ApJ, 1968, 152: 515.

[4] Larson R B. MNRAS, 1969, 145: 271.

[5] Shu F H. ApJ, 1977, 214: 488.

[6] Shu F H. The Physics of Astrophysics, Volume Ⅱ, Gas Dynamics. California: University Science Books, 1992.

[7] Terebey S, Shu F H, Cassen P. ApJ, 1984, 286: 529.

[8] Galli D, Shu F H. ApJ, 1993, 417: 220.

[9] Konigl A, Pudritz R E. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 759.

[10] Lada C J. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 329.

[11] Adams F C, Shu F H. ApJ, 1986, 308: 836.

[12] Shu F H, Adams F C, Lizano S. ARA&A, 1987, 25: 23.

[13] Andre P. In: Montmerle T, Lada C J, Mirabel I F, et al. ed. The Cold Universe, France: Editions Frontieres, 1994. 179.

[14] Adams F C, Lada C J, Shu F H. ApJ, 1987, 321: 788.

[15] Myers P C, Lada E F. ApJ, 1993, 413: L47.

[16] Lada C J. In: Peimbert M, Jugaku J, ed. IAU Symp. No. 115: Star Formation Regions, Dordrecht: Reidel, 1987. 1.

[17] Wilking B A, Lada C J, Young E T. ApJ, 1989, 340: 823.

[18] Adams F C, Emerson J P, Fuller G A. ApJ, 1990, 357: 606.

[19] Andre P, Ward-Thompson D, Barsony M. ApJ, 1993, 406: 122.

[20] Andre P, Ward-Thompson D, Barsony M. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 59.
[21] Bachiller R. ARA&A, 1996, 34: 111.
[22] Andre P, Montmerle T. ApJ, 1994, 420: 837.
[23] Zhou S. In: van Dishoeck E F, ed. Molecules in Astrophysics: Probers and Processes (IAU Symposium No. 178). Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1997. 193.
[24] Zhou S, Evans N J Ⅱ, Koempe C. ApJ, 1993, 404: 232.
[25] Myers P C, Evans N J Ⅱ, Ohashi N. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets Ⅳ, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 217.
[26] Tafalla M, Mardones D, Myers P C, et al. ApJ, 1998, 504: 900.
[27] Gregersen E M, Evans N J Ⅱ, Mardones D. ApJ, 2000, 533: 440.
[28] Gregersen E M, Evans N J Ⅱ, ApJ, 2000, 538: 260.
[29] Ho P T P, Haschick A D. ApJ, 1986, 304: 501.
[30] Keto E R, Ho, P T P, Haschick A D. ApJ, 1987, 318: 712; ApJ, 1988, 324: 920.

§ 7.4

[1] Zuckerman B, Kuiper T B H, Kuiper E N R. ApJ, 1976, 209: L137.
[2] Kwan J, Scoville N Z. ApJ, 1976, 210: L39.
[3] Lada C J. ARA&A, 1985, 23: 267.
[4] Lada C J. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 329.
[5] Bally J, Lane A P. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 471.
[6] Fukui Y, Iwata T, Mizuno A, et al. In: Levy E H, Lunine J L, ed. Protostars and planets Ⅲ, Tucson: University of Arizona Press, 1993.

603.
[7] Bachiller R. ARA&A, 1996, 34: 111.
[8] Cabrit S, Raga A, Gueth F. In: Reipurth B, Bertout C, ed. Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, IAU Symposium No. 182, Dordrecht: Kluwer, 1997. 163.
[9] Churchwell E. In: Livio M, ed. Unsolved Problems in Stellar Evolution, Cambridge, UK; New York: Cambridge University Press, 2000. 41.
[10] Shu F H, Najita J R, Shang H, et al. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 789.
[11] Konigl A, Pudritz R E. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars. and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 759.
[12] Richer J S, Shepherd D S, Cabrit S, et al. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 867.
[13] Gautier T N Ⅲ, Fink U, Larson H P, et al. ApJ, 1976, 207: L129.
[14] Genzel R, Reid M J, Moran J M, et al. ApJ, 1981, 244: 884.
[15] Axon D J, Taylor K. MNRAS, 1984, 207: 241.
[16] Bally J, Lada C J. ApJ, 1983, 265: 824.
[17] Fukui Y. In: Reipurth B, ed. Low Mass star Formation and pre-Main Sequence Objects, ESO: Garching bei Munchen, 1989. 95.
[18] Wu Y, Huang M, He J. A&AS, 1996, 115: 283.
[19] Yang J, Jiang Z, Wang M, et al. ApJS, 2002, 141: 157.
[20] Goldsmith P F, Snell R L, Hemeon-Heyer M, et al. ApJ, 1984, 286: 599.
[21] Cabrit S, Bertout C. ApJ, 1990, 348: 530.
[22] Bachiller R, Tafalla M, Cernicharo J. ApJ, 1994, 425: L93.
[23] Plambeck R L, Snell R L, Loren R B. ApJ, 1983, 266: 321.
[24] Gueth F, Guilloteau S. A&A, 1999, 343: 571.

[25] Churchwell E. ARA&A, 2002, 40: 27.
[26] Henning Th, Schreyer K, Launhardt R, et al. A&A, 2000, 353: 211.
[27] Bachiller R, Cernicharo J. A&A, 1990, 239: 276.
[28] Zhou S. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 199.
[29] Snell R L, Loren R B, Plambeck R L. ApJ, 1980, 239: L17.
[30] Stahler S W. ApJ, 1994, 422: 616.
[31] Fiege J D, Henriksen R N. MNRAS, 1996, 281: 1 038; MNRAS, 1996, 281: 1 055.
[32] Tomisaka K. ApJ, 1998, 502: L163.
[33] Bachiller R, Guilloteau S, Dutrey A, et al. A&A, 1995, 299: 857.
[34] Gueth F, Guilloteau S, Bachiller R. A&A, 1996, 307: 891.
[35] Masson C R, Chernin L M. ApJ, 1993, 414: 230.
[36] Najita J. In: Livio M, ed. Unsolved Problems in Stellar Evolution, Cambridge, UK; New York: Cambridge University Press, 2000. 25.
[37] Shu F H, Lizano S, Ruden S P, et al. ApJ, 1988, 328: L19.
[38] Shu F H. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 365.
[39] Pudritz R E. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 539.
[40] Bontemps S, Andre P, Terebey S, et al. A&A, 1996, 311: 858.
[41] Downes D. In: Peimbert M, Jugaku J, ed. IAU Symp. No. 115: Star Formation Regions, Dordrecht: Reidel, 1987. 93.
[42] Cabrit S, Edwards S, Strom S E, et al. ApJ, 1990, 354: 687.
[43] Strom S E, Strom K M. In: Peimbert M, Jugaku J, ed. IAU Symp. No. 115: Star Formation Regions, Dordrecht: Reidel, 1987. 255.
[44] Wilner D J, Lay O P. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press,

2000. 509.

[45] McCaughrean M J, Stapelfeldt K R, Close L M. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 485.

[46] Greaves J S, Holland W S. A&A, 1998, 333: L23.

[47] Schleuning D A. ApJ, 1998, 493: 811.

[48] Ray T P, Muxlow T W B, Axon D J, et al. Natur, 1997, 385: 415.

[49] Shu F, Najita J, Ostriker E, et al. ApJ, 1994, 429: 781.

[50] TOPS: Toward Other Planetary Systems, A Report by the Solar System. Exploration Division, NASA, 1992.

[51] Kawabe R, Ishiguro M, Omodaka T, et al. ApJ, 1993, 404: L63.

[52] Hayashi M. In: Cho S H, Chung H S, ed. Second Northeast-Asian Regional Meeting on Recent Development in Millimeter-wave and Infrared Astronomy, Korea : Korea Astrnomy Observatory, 1992. 151.

[53] Sargent A I, Beckwith S V W. ApJ, 1991, 382: L31.

[54] a. Launhardt R, Sargent A I. ApJ, 2001, 562: L173;
b. Launhardt R, Stecklum B, Sargent A I. The Origins of Stars and Planets: The VLT View. Proceedings of the ESO Workshop held in Garching, Germany, 2001. 319.

[55] Sargent A I, Beckwith S V W. Ap&SS, 1994, 212: 181.

§ 7.5 § 7.6

[1] Lada C J. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 329.

[2] Zhou S. In: Wall W F, Carraminana A, Carrasco L, ed. Millimeter-Wave Astronomy: Molecular Chemistry & Physics in Space, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1999. 199.

[3] Shu F H, Adams F C, Lizano S. ARA&A, 1987, 25: 23.

[4] Shu F H. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star

Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 365.

[5] Shu F H. In: van Dishoeck E F, ed. Molecules in Astrophysics: Probers and Processes (IAU Symposium No. 178). Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1997. 19.

[6] Blitz L. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 3.

[7] Stahler S W. 科学《Scientific American 》中译本), 1991, No. 11: 9.

[8] Garay G, Lizano S. PASP,1999,111: 1 049.

[9] Churchwell E. In: Lada C J, Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dordrecht: Kluwer Acad Publ, 1991. 221.

[10] Churchwell E. ARA&A, 2002, 40: 27.

[11] Churchwell E. In: Livio M, ed. Unsolved Problems in Stellar Evolution, Cambridge, UK; New York: Cambridge University Press, 2000. 41.

[12] Harvey P M, Forville T. A&A, 1988, 187: L19.

[13] Sun J, Tang G S, Zhang Y P. ChA&A, 1998, 22:179.

[14] Churchwell E,Wolfire M G ,Wood D O S. ApJ,1990,354:247.

[15] Sun J, Shen J J, Sun Y C, et al. Science in China (Series A), 2002, 45(2): 264 .

[16] Egan M P, Shipman R F, Price S D, et al. ApJ, 1998, 494: L199.

[17] Bonnell I A, Bate M R, Zinnecker H. MNRAS, 1998, 298: 93.

[18] Stahler S W, Palla F, Ho P T P. In: Mannings V, Boss A P, Russell S S, ed. Protostars and Planets IV, Tucson: University of Arizona Press, 2000. 327.

[19] Churchwell E, Walmsley C M, Cesaroni R. A&AS, 1990, 83: 119.

[20] Bloemhof E E, Reid M J, Moran J M. ApJ, 1992, 397: 500.

第八章　晚期演化星拱星包层的分子发射

分子和分子谱线在揭示天体演化进程中扮演了重要的角色.从恒星形成来看(详见上一章),恒星由冷的气体和尘埃的密集区——分子云塌缩而成.由于不透明的尘埃和气体云的遮挡,恒星正在形成的过程是光学不可见的.同样,老化的恒星由于它在晚期演化阶段中抛出的大量气体和尘埃,结果又被它自身产生的分子与尘埃的包层所包围,以致光学上难以观测.因此分子与红外的观测就成为研究恒星演化的两个关键阶段,恒星形成和晚期演化的最有效的手段.近 20 年来红外天文(特别是 IRAS,ISO)和射电分子谱线天文的发展,使人们对恒星形成和恒星演化晚期阶段的认识有了很大的改观[1~9].本章主要介绍晚期演化星(即主序后星)拱星包层(CSE)的分子发射以及利用这些分子发射对晚期演化星拱星包层物理结构和演化特性上的研究.本章中所讨论的恒星演化晚期阶段的天体主要是指渐近巨星分支上的红巨星,即 AGB 星(如 Mira 变星、OH/IR 星、碳星、超巨星),原行星状星云(PPN)和行星状星云(PN)等.近年来这一领域的发展非常迅速.在已发现和证认的大约 120 多种的天文分子中(不包括同位素)就有 65 种已经在晚期演化星的拱星包层中探测到了,我们称其为拱星分子.而大约一半的拱星分子是在 1985 年后发现和证认的.其中又有 19 种分子只在晚期演化星的拱星物质中存在,它表明拱星分子所处的环境与星际介质有很不相同的性质(参看第一章绪论).分子作为星际介质和恒星形成与早期演化的示踪器,它在追踪恒星的晚期演化,揭示晚期演化星拱星包层所特有的物理、化学性质上也起着极其重要的作用.

§8.1　恒星从红巨星到行星状星云的演化拱星分子谱线研究的重要性

当恒星核中的氢基本燃烧完后，将开始氢壳的燃烧，恒星进入红巨星演化阶段. 作为一个例子，图 8.1 给出了球状星团 NGC104(47 TUC)的 HR 图[10]. 图中显示在紧挨红巨星分支(RGB)的左侧有一个几乎平行的分支，我们称其为渐近巨星分支

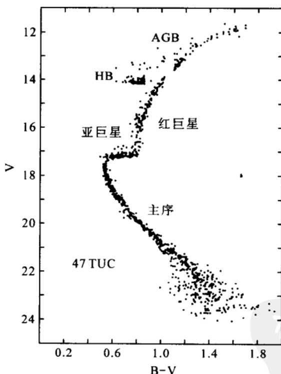


图 8.1　球状星团 NGC104(47 TUC)的色星等的 HR 图[10]

(AGB). 再下面是红巨星的水平分支(HB). 在 RGB 的顶端 He 闪后红巨星进入 AGB 和 HB 演化阶段. AGB 阶段的特点是 C/O 核加 He 和 H 的双壳层燃烧. 恒星在 AGB 演化的某个点上由于核

过程材料被翻掘到星表面的结果，一部分星可能从富氧的 AGB 星(氧的丰度高于碳)转变成富碳的 AGB 星(碳的丰度高于氧)．恒星在 AGB 阶段上的寿命较短．以富氧的 AGB 星为例，大约只有 6×10^4a[11]．大约在其演化的中点，恒星开始发生热脉动．此时由于恒星辐射压和脉动的双重驱动，AGB 星的质量抛射率 $\dot{m}$ 迅速增加．在达到 AGB 阶段顶部时，恒星的 $\dot{m}$ 由热脉动前的大约 $10^{-7}m_{\odot}\text{a}^{-1}$上升到大约 $10^{-4}m_{\odot}\text{a}^{-1}$．如此高的质量抛射使 AGB 星的周围形成了一个相对冷的气体/尘埃包层．根据分子的化学形成和谱线的激发要求，在恒星变得脉动不稳定后，可以有分子的辐射(正常的和脉泽的)产生．图 8.2 展示了 AGB 阶段中心星质量损失率 $\dot{m}$，OH 分子脉泽光度 L_{OH}以及拱星包层尘埃光厚 τ_d 随时间的演化规律[11]．图中 A 点指示的正是上面提到的热脉动开始的时间．这里需要强调的是,对于由可观的质量抛射所形成的 CSE，用光学的甚至短波红外的方法是无法探测的．因此当红巨星演化到 AGB 的后半段后，研究它们主要靠红外和射电谱线的手段,有些情况下它们甚至成为惟一的手段．

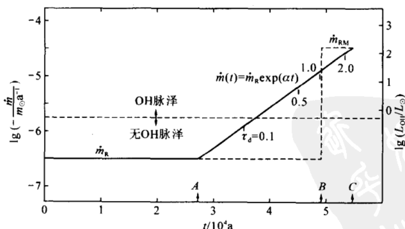


图 8.2 AGB 阶段中心星质量损失率 $\dot{m}$，OH 分子脉泽光度 L_{OH}以及拱星包层尘埃光厚 τ_d 随时间 t 的演化规律[11]

AGB 阶段恒星的质量流失率很大，以致因质量抛射导致恒星 H 包层质量的减少要比因 H 壳层燃烧增加其 C-O 核的质量快得多. 因此一旦 AGB 星具有可观的质量流失率后，质量流失率就成为确定它们演化寿命的惟一手段，或者说质量流失率 $\dot{m}$ 是支配 AGB 星演化的决定因素. 更有甚之，当恒星已离开 AGB 后，它在 AGB 阶段的质量流失率仍惊人地影响着它以后的性质. 这是因为由 $\dot{m}$ 形成的 CSE 将提供红巨星与其演化后代 PN 间的紧密联系（详见下文）. 许多分子谱线，特别是 CO 谱线和 OH 脉泽已被广泛用来确定这一质量流失率，因此分子谱线已成为追踪恒星沿 AGB 演化的重要工具. 参考资料[2,11～14]总结了利用红外和射电分子谱线的实测资料计算 AGB 星质量流失率的方法. 射电分子谱线观测的另一个意义是利用这些谱线可以看到更深层次的拱星包层内部以及银河系的中心. 1984 年红外天文卫星（IRAS）观测资料的发表，提供了天空 25 万个红外源的位置和红外四波段的流量. 其中探测到的具有 CSE 的源可能超过 10 万个[2]. AGB 星的证认工作也有大幅度的进展. 结合 IRAS-LRS 的资料的分析，3 000 多个富氧的 AGB 星得以证认，而以双峰的 OH-1 612 MHz脉泽为特征的 OH/IR 星也从 IRAS 前大约 200 个增加到近 2 000 个[15]. 此外由高灵敏的、高分辨率的分子谱线的观测还得知许多 AGB 星的拱星包层具有特殊的物理结构（详见本章第三节）.

当 AGB 星阶段连续的质量抛射使其中心星的 H 包层质量 m_e 下降到大约 $10^{-3}m_\odot$（在核质量 $m_c=0.6\ m_\odot$时）时，恒星将演化到 HR 图的蓝侧[16]. 图 8.3 展示的就是恒星从 AGB→PN→白矮星演化的 HR 图[17]. 两条踪迹分别表示不同核质量中心星的演化. 当恒星的 H 包层由于 H 燃烧而耗尽时，大的质量流失已不再可能，而恒星的有效温度将不断地上升直到能足以电离其拱星星云为止，此时的温度大约是 30 000 K. 几乎是同时，新的来自中心

星的快速星风将压缩、定形或吹散原来的 AGB 风而进入行星状星云的演化阶段[17]. 通过 H 的复合线和多种金属的禁线可以容易地来观测行星状星云.

从 AGB 末端到 PN 间存在一种短寿命的(大约几千年)的过渡天体，通常我们称其为原行星状星云(Proto-PN 或 PPN). 当 AGB 星的质量抛射停止时，原行星状星云演化开始. 然而对于从 AGB→PN 的这一过渡环节，很长时期人们并未能抓住它. 这里很重要的原因是因为 PPN 的包层冷、寿命短、相对源数少，不易被观测到. 1984 年后，通过 IRAS 的流量和"色"的选择，红外与射电谱线(HI 和分子谱线)的同时观测，证认了 100 多个 IRAS 源为原行星状星云. 根据 PPN 的观测特性，Kwok 指出，作为 PPN 的候选体的一个重要特征是它必须具有 AGB 星拱星包层的清楚证据(如:大的红外色余以及有大约 5～30 km·s^{-1}的典型 AGB 星风速的分子发射). 同时由于 AGB 阶段质量抛射的停止，这一包层还应该是与中心星的光球明确脱离开的[17].

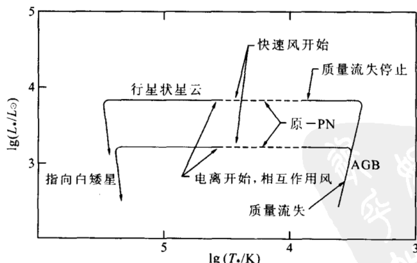


图 8.3 恒星从 AGB→PN→白矮星演化的 HR 图[17]. 两条踪迹分别表示不同核质量中心星的演化

一些低质量、低光度的 AGB 星在离开 AGB 相向 PN 相过渡时还表现出 Post-AGB 星的特征[17,18]. 在这一阶段中心星的质量流失率以及脉动振幅急剧减小. 一些高银纬的 F 型超巨星被解释成是处于 Post-AGB 相的年老的晕天体而不是年轻的大质量星[17]. 此外,非脉动的 OH/IR 星以及 RV Tau 型变星也被认为是 Post-AGB 星. 但一直到目前为止,关于 Post-AGB 的分类仍然不是很清楚的. 如有人认为:由于 Post-AGB 星大多为低质量星,其向 PN 过渡的时间大于星云的动力学寿命,因此它们不会演化到 PN. 有的看法则认为 Post-AGB 就是 AGB 后又尚未到达 PN 的整个过渡阶段的天体[19]. Omont 也认为在 AGB 和 PN 之间过渡阶段的天体可以称作"Post-AGB"也可称作"Pre-PN"或"Proto-PN(PPN)"[2]. 最近,Sevenster(2002 年)定义 Post-AGB 是最后一次热脉动后的阶段,而 PPN 则表示稍后的阶段,此时的质量损失率已经下降好几个量级,近红外甚至光学的发射相对中红外变得更强[20]. 总之,不管如何分类,Post-AGB 和 PPN 有一点一样,即在其外部包层中都可以观测到弱的分子发射.

早在 1956 年,Shklovskii 就预言红巨星是行星状星云的前身星[21],然而真正找到它们间的联系还是在其之后 20 年的事. 拱星分子谱线观测和研究的一个重要的结果正是揭示了 AGB 星与其演化后代——行星状星云间的密切联系,许多观测已证明,行星状星云是由初始质量$\leqslant 10m_\odot$的 AGB 星在一个非常短的时标(约 $10^3 \sim 10^4$a)内演化而成的. 因此人们认为不仅在上述的各类过渡天体中,就是在很多行星状星云的系统中也应该留下大量中性的甚至分子的物质. AGB 星拱星包层遗迹的探测正是对上述演化图景的一个重要的观测证明. 1975 年人们首先在年轻的 PN-NGC7027包层中发现了 CO 分子,第一次证实了行星状星云中中性物质的存在[22],改变了人们对 PN 仅是电离星云的长期看法. 1982 年又第一次用 21 cm 谱线在行星状星云 NGC6302 中证

认了 HI 的存在[23]，再次说明行星状星云是 AGB 星中性风被电离的余迹. 第一个 OH 脉泽是 1979 年在年轻行星状星云 Vy2-2 中探测到的[24]. 不过初始时在 PN 和 PPN 中搜寻分子的工作进展很慢，例如到 1984 年为止，仅在 7 个这样的源中探测到 CO，一个这样的源中探测到 OH. 1987 年孙和 Kwok 从理论上计算了当 AGB 星质量抛射停止后，对于在 AGB 阶段有高质量流失率的星，其 OH－1 612 MHz 的脉泽发射还可再延续 1 000～1 500 年. 这就意味将在一批 Post-AGB 或年轻的 PN（特别是那些在 AGB 阶段有高的质量流失率的星）中探测到 OH 脉泽[25]. 由激波激发的 2 μm 的 H_2 谱线也在 PN 中观测到了[26,27]. 近十几年来在行星状星云和 Post-AGB 星中搜寻中性气体的工作有很大的进展. 目前至少在 50 多个 PN 中观测到了 CO[28,29]，在 80 多个 Post-AGB 中观测到了 OH 脉泽[30]，在大约 60 个 PN 中探测到了 H_2 发射[28,31]. 它们覆盖了一个年龄范围相当宽阔的星云，即从致密的 PN 到高度演化的 PN[31]. 中性氢和各种分子的观测为探讨恒星从 AGB 到 PN 的演化规律，行星状星云的形成以及行星状星云电离星风与 AGB 中性包层遗迹慢风间的相互作用等提供了可靠的实测依据.

综上所述，晚期演化星拱星包层分子谱线的观测与研究对于探索天体演化进程具有重要的意义. 如果说恒星形成和早期阶段分子和分子谱线的研究提供了我们有关恒星是如何从冷的致密气体中形成的信息，那么这一阶段的研究将使我们认识形成恒星的材料又是如何被送回星际介质的，以及因晚期演化而使金属富的 CSE 在与星际介质混合后又是如何影响着星系的化学演化的.

§8.2　迄今已发现的拱星分子品种、谱线类型以及成协天体性质

在晚期演化星拱星包层中观测到的第一个分子是 1968 年由

Wilson 和 Barrett 发现的 OH 分子[32]. 不久，Knowles 等人(1969 年)又发现了 H_2O[33]. 它们都具有强的脉泽发射. 第一个具有热谱线发射的分子是 1971 年在碳星 IRC＋10216 包层中发现的 CO[34]. 到 2002 年,发现和证认的拱星分子总数已高达 65 种(不包括同位素分子)，占已发现天文分子(包括星际、星系以及拱星分子)总数的一半(见表 1.3). 这些分子大多分布在富碳-AGB 星($C/O>1$)的拱星包层中. 其次是富氧-AGB 星($C/O<1$). 在 S 型星($C/O\approx1$)包层中探测到的分子最少，有 SH，SiO，CO 和 HCN 等. 在行星状星云的中性包层遗迹中除探测到一些中性分子外，还探测到一些离子分子,如：HCO^+,CO^+等. 表 8.1 分别列出了迄今在富碳-和富氧-AGB 星包层中探测到的中性分子(参看参考资料[6]，[8]和本书附录及其参考文献). Bujarrabal 等提出还可以将拱星包层中的分子分成两类,即所谓“O-like”分子(如 SiO 和 SO)和“C-like”分子(如 HCN,HNC,SiS,HC_3N 和 CS). 在富氧星中“O-like”分子的发射要比相同分子在富碳星中的发射强得多,与此相反在富碳星中“C-like”分子的发射要强得多. 而^{12}CO 和^{13}CO 的情况则正好处在“C-like”分子和“O-like”分子之间[35].

表 8.1　AGB 星拱星包层中探测到的分子

富碳拱星包层							
H_2	C_2H	l-C_3H	C_4H	C_5H	C_6H	C_7H	C_8H
C_2	C_2S	C_3S					
CO	HCN	C_3N	HC_3N		HC_5N		HC_7N HC_9N
CN	HNC	H_2CN	HC_2NC	CH_3CN			
CP	MgCN	HCCN	c-C_3H_2				
CS		NH_3					
SiC	SiC_2		SiC_4				

续表

富碳拱星包层				
SiN	C_3		C_5	
SiO			H_2C_3	H_2C_4
SiS	SiCN	SiC_3		
NaCl	NaCN	C_2H_2		C_2H_4
AlCl	MgNC		CH_4	
AlF	AlNC		SiH_4	
KCl	MgCN			
富氧拱星包层				
CO	H_2O	H_2CO		
CN	HCN	NH_3		
OH	HNC			
SO	SO_2			
CS	OCS			
SiO	H_2S			
SiS				

表 8.1 中的大多数拱星分子都是在射电波长上观测到的(见表 1.2),用红外或光学手段探测到的分子仅占 1/6(参看 1.2.6 节). 在已证认的拱星分子中有原子数最多的分子 $HC_{11}N$ 以及 9 种稳定的有机分子(见表 1.3). 它说明复杂的有机分子已经在冷星的大气中得到化学综合. 下面分别就富碳-拱星包层和富氧-拱星包层分子发射的具体情况作进一步的讨论.

1. 富碳拱星包层

在富碳-AGB 星的拱星包层中探测到的分子已超过 50 种,其

中约一半的分子是在富碳星 IRC+10216(CW Leo)中观测到的. IRC+10216 是在红外上最明亮的、质量流失率很高的、分子种类也最丰富的邻近晚型星. 其它晚期演化星，如：CIT6 和 IRAS15194-5115 等也有丰富的分子种类. 一个晚期演化星能否被探测到丰富的分子除了与它的包层化学有关，还与它的距离以及质量流失率有关.

在富碳星的拱星包层和致密星际云中最有意思的有机分子族莫过于含氰基(CN)的长链分子 $H(C\equiv C)_nCN$. 目前，已经在富碳-AGB星的拱星包层中观测到了所有从 $n=0$ 到 $n=5$ 的这类分子. 1991 年在 IRC+10216 的包层中还探测到另一类长链分子 HCCN，从而引起了一个十分有趣的问题，即 $HC_{2n}N$ 族的其它成员是否也可能在类似的环境中存在？此外，尽管已经作了深入的搜寻，但为什么在典型的富碳分子云 TMC-1 和其它的分子云中又没有探测到 HCCN 呢？除了含氰基 CN 的长链分子外，在富碳-CSE 中还探测到含碳氢化合物 CH 的链分子(自由基)C_nH ($n=2\sim8$)以及其它的链分子 C_2S，C_3S，C_4Si，H_2C_3 和 H_2C_4 等. 含甲基 CH_3 的化合物在晚型星包层中只观测到一种，即 CH_3CN. 在恒星形成区中非常丰富的甲醇(CH_3OH)谱线在晚型星包层中则一直未找到. 所有这些都是有待解决的问题.

上面提到的 HCCN 和 C_4Si 等只在晚期演化星的包层中探测到. 像这种只在晚型星拱星包层中能观测到的分子共有 19 种(见表 1.3 带 * 号者). 它们大多为卤化物，如 NaCl，AlCl，KCl 和硅化物 SiC，SiN，SiC_2，SiC_3，C_4Si 等. 其中气态的 SiC，虽早在 30 年代就有人预言它的存在，但一直到 1989 年才在 IRC+10216 的拱星包层中被发现. 现在由 C，O，S，Si 4 种元素交叉构成的各种双原子气相分子都在拱星包层中探测到了，这在天体化学上是一件很有意义的事情. 此外，鉴于 SiO，SiS，SiN，SiC，SiC_2，SiC_3，SiC_4 等分子已在晚期演化星包层中探测到，而元素 Mg 和

Si 有类似的宇宙丰度，因此含 Mg 分子的搜寻也引起了人们的注意. 1993 年终于在 IRC+10216 的包层中发现和证认了 MgNC 的 3 条谱线[36]. 显然继续搜寻其它种类的含 Mg 分子，如 MgC，MgC_2，MgC_3，MgC_4 等，对弄清含硅和含镁化学以及丰度上的差别也是很有意义的.

2. 富氧拱星包层

富氧-AGB 星拱星包层的分子种类明显地少于富碳的 AGB 星. 在富氧-AGB 包层的 15 种分子中 H_2O 和 OH 占有支配的地位. 接着是 SiO 和 CO 分子. 含硫的化合物，如 SO(总源数 25)，SO_2(总源数 20)和 H_2S(总源数 20)等也频繁地被观测到. 在富氧拱星包层还观测到许多碳支撑的分子，如：CN，CS，HCN，HCO^+，OCS 和 H_2CO 等. 基于 LTE 计算的结果，所有的碳应束缚在 CO 分子中. 这样不少含碳分子的探测表明有必要对较外部的拱星包层提供一种活性碳的来源[8].

此外，虽然在观测上已有很大的改进，但人们关于晚型星 CSE 的信息主要还是来自几个简单的和容易观测的分子，如 OH，H_2O，CO，SiO 以及某种程度上的 HCN. 这里有观测和理论两个方面的原因. 由于拱星分子主要起源于中、低质量星拱星包层中的小的空间范围，这就意味只有相对丰度高的分子种类才可以获得合理的源数. 参考资料[6]的表 2 详细列出了 AGB 星中各种观测到的分子相对 H_2 的丰度. 但也有例外的，如 NaCl，KCl，AlCl 和 AlF 等的丰度虽然很低，但由于它们的电偶极矩很大，人们仍然在 IRC+10216 的包层中探测到了它们[8].

迄今大约在 2 000 多个 AGB 星中探测到了拱星分子. 它们主要是 OH 脉泽(总源数约 2 000 个)，CO(约 500 个)，H_2O 脉泽(约 400 个)，SiO(约 50 个热发射，450 个脉泽)以及 HCN(约 130 个). 正如前述，大批拱星分子的发现是 IRAS 点源星表释放的直接结果. IRAS 的色-选择提供了证认恒星演化晚期阶段各类天体

的有力工具．图 8.4 展示了具有尘埃-气体包层的不同演化阶段天体在 IRAS 双色图上的分布[37]．图中从Ⅰ～Ⅳ分别表示了拱星包层尘埃光厚不断增加的各类富氧-AGB 星的区域，这样虚线显示的正是富氧-AGB 星的演化轨迹．Ⅵa，Ⅵb 和Ⅶ展示的主要是富碳-AGB 区，其中Ⅶ是更演化的富碳星．Ⅴ是行星状星云和有非常冷 CSE 的非变星．利用 IRAS 的色选择，完成了一批新的 OH-1612 脉泽[38～41]和 CO 发射的搜寻[42～46,29]．除了证认出一大批具有拱星分子发射的 AGB 星外，更有意义的是发现了一批具有分子发射的行星状星云和原行星状星云[39,42,45,46,29]．在行星状星云拱星包层中不断发现各种类型的分子对恒星演化晚期阶段的研究有特别重要的意义．

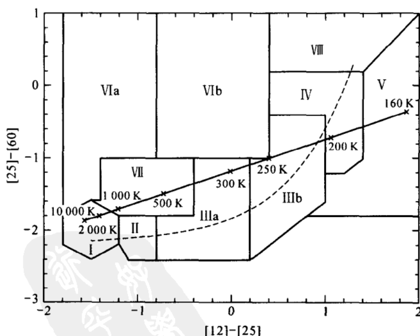


图 8.4　具有尘埃-气体包层的不同演化阶段天体在 IRAS 双色图上的分布[37]

在已发现和证认的 65 种拱星分子中，有一些分子表现出超

强的和窄的微波谱线特征，即前面多次提到的“脉泽”. 上世纪 70 年代发现的与晚期演化星有关的拱星脉泽主要有 3 种，即 OH，H_2O 和 SiO 脉泽. 它们都处在富氧-AGB 星的拱星包层中. 80 年代后许多新的或同位素脉泽也在拱星包层中观测到了，如 HCN($J=1-0$)脉泽[47]；弱的 CS 脉泽[48]和 SiS 脉泽[49]以及强的同位素 ^{29}SiO 和 ^{30}SiO($J=1-0,2-1,5-4$)脉泽[50]等. 1987 年在 CIT 6 中发现和证认的 HCN $J=1-0$ 脉泽是在富碳星包层中找到的第一个脉泽(其频率为 89 GHz，发生在振动激发态上). HCN 振动基态上的 $J=1-0$ 脉泽也在一些富碳星中探测到了，它们都是一些质量损失率低的，包层薄的光学星[51]. 此外，在这之前虽有一些 SiS 和 CO 弱脉泽的报道，但还没有一个确定为富碳星脉泽. 1987 年探测到的 HCN 脉泽已被认为是富碳星的一个重要探针. 不过，对于那些高度遮蔽(具有厚包层)的富碳星尚缺乏合适的脉泽探针. 近 10 年来另一个重要事实是发现 SiO 脉泽存在于各种类型的拱星天体中，从脉动周期仅 100 多天的 Mira 星(如 R Cet)到脉动周期很长的 OH/IR 星；从超巨星到共生星. 这样，SiO 脉泽就成了富氧星的最佳指示器[52]. 拱星脉泽还是研究 AGB 星以及年轻星行星状星云的小尺度拱星包层结构(对于巨星大约为 0.1～0.6 AU 超巨星大约为 1～5 AU)、物理性质、演化、距离以及银心结构等方面的重要工具.

在晚期演化星拱星分子谱线的发现和拱星包层性质的研究中红外空间天文台(ISO)的长波谱仪(LWS)有突出的贡献. 这是因为 ISO 所覆盖的红外波长范围(2～196 μm)是示踪 AGB 星内部热包层区域以及与行星状星云中性包层成协的光离区域的最好波段，甚至是惟一的手段. 利用它们可以对这类天体的物理条件进行细致的研究[7]. 下面我们就通过几个典型的例子来说明 ISO 在发现新的分子谱线和研究不同阶段的晚期演化星方面的成果：

(1) W Hya. 它是一个谱型为 M8e-M9e 的富氧-AGB 星，也

是一个强的 H_2O 和 OH 的脉泽源. 在 W Hya 的 ISO LWS 谱中大量不同跃迁的 H_2O 谱线占据了支配的地位，从而证实在这类星的星风中 H_2O 是支配的制冷剂. 没有探测到 OH 的热谱线. 图 8.5 展示了 W Hya 的已经扣除连续谱辐射的 ISO LWS 谱[53]. Barlow 等采用一个外流模型成功地拟合了在 W Hya 中观测到的丰富的 H_2O 蒸汽谱线(在图 8.5 中用细线表示). 由模型拟合得到了该星的质量损失率，H_2O 相对 H_2 的丰度比等物理参数.

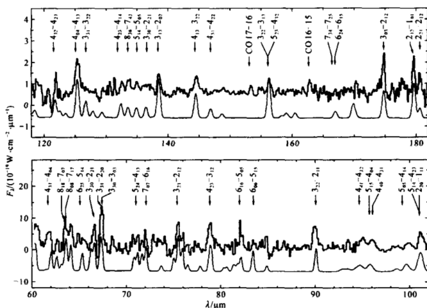


图 8.5　W Hya 的 ISO LWS 谱，在谱中已经扣除了连续谱辐射. 图中细线所示是最佳的模型拟合. 为清楚起见模型谱已经下移了一个距离[53]

(2) IRC+10216. 前面已提到它是一个红外上最明亮的富碳-AGB 星，也是一个碳化学非常丰富的晚型星. 在 43～193 μm 间它有强的尘埃连续谱发射和丰富的 CO，HCN 以及振动激发的 HCN 谱线. 用 ISO 已经探测到了 CO 分子在 $J=14—13$ 和 $J=39—38$ 间的所有 CO 谱线以及上能级 J_u 一直高达 48 的 HCN 谱线[54]. 这些谱线起源于 IRC + 10216 包层的温度较高，密度较大

的最内层. 在远红外波段，CO 谱线发射的功率约 0.44$L_{\odot}$，HCN 线的发射功率约 0.28 $L_{\odot}$. 相比之下,HCN 就成了富碳-CSE 的最主要冷却剂,类似 H_2O 分子在富氧-AGB 包层中的作用.

（3）AFGL 2688(也称 CRL 2688). 它是几个已知的处于 AGB 向 PN 迅速过渡中的一个天体. AFGL 2688 的 ISO 谱表明,在其尘埃强连续谱的顶部,有 CO 分子在 $J=14$—13 到 $J=23$—22 间的谱线以及一些弱的 HCN 谱线[55]. 没有探测到其它的谱线,包括[O Ⅰ]和[C Ⅱ]的原子精细结构谱线. 它说明 AFGL 2688 的中心星是冷的,还没有能电离在 AGB 阶段抛射出的分子气体. 在 AFGL 2688 中观测到的 CO 起源于温度约 400 K 的受激波冲击的致密气体.

（4）NGC 7027. 它是一个具有热中心星的年轻致密行星状星云. 大质量的分子包层部分遮蔽了它的已经电离的内部空腔. NGC 7027 完整的 ISO LWS 谱至少显示出 40 条远红外发射线(证认的有 30 条)[56]. 其中有一些是来自电离区的[N Ⅱ],[N Ⅲ]和[O Ⅲ]的精细机构谱线和光离区(PDR)的强的[O Ⅰ]线(63 μm)和[C Ⅱ]线(156 μm). 在 NGC 7027 中还探测到 11 条 CO 的 $J=14$—13 至 $J=23$—22 间的转动谱线,表明了热的(500～1 000 K)和致密的(大约 10^6 cm^{-3})中性包层的存在. 此外还探测到了 CH^+ 的 5 个纯转动跃迁,进一步说明在年轻 PN 的致密的 PDR 中确实存在丰富的化学.

（5）Helix 星云. Helix (NGC7293)星云是一个年老的，且离我们最近的行星状星云($D\approx 160$ pc). 它的分子包层有一个大的大约 1 000″的角尺度和一个长的大约 10 000a 的动力学时标. 对 Helix 星云已经进行过广泛的 ISO 观测，其中 ISOCAMLW2 的成像观测,通过 H_2 的 $v=0$—0，S(5)的谱线给出了 H_2 在整个星云中的分布. 结果表明它有一个碎裂的圆环结构[7,57]. 充分体现了一个演化的 PN 中分子包层遗迹的特征.

§8.3　晚期演化星拱星包层的物理结构和运动学

AGB星的拱星包层(CSE)是由AGB星强的质量抛射形成的.该CSE不仅保护了恒星外流中的分子,还提供了能够产生新分子的各种拱星化学所要求的条件.加上晚型星拱星包层相对简单的物理结构和运动学,使它成为研究拱星分子化学过程和包层物理学的极好的实验室.此外,AGB星拱星包层结构和运动学演化的研究还是理解各种形态行星状星云形成的基础,因为正是在AGB星的CSE环境中形成了行星状星云.最后,晚期演化星CSE结构的研究对理解中心星质量抛射的性质也是决定性的.

8.3.1　AGB星拱星包层结构概貌和主要参数

无论是富氧-AGB星还是富碳-AGB星,其拱星包层的基本物理结构是相似的.作为一个例子,图8.6从各个角度展示了典型富碳星IRC+10216的拱星包层结构(见参考资料[2]).其基本参数:中心星半径$R_*=1\,000R_\odot=7\times10^{13}$ cm,质量抛射率$\dot{m}=4\times10^{-5}m_\odot a^{-1}$.因为在富碳星IRC+10216中尚未确认富氧脉泽的存在,因此图中的脉泽发射范围是按类似的富氧星情况加上的.图8.6显示,在光球上方大约几个恒星半径范围内是一个复杂的区域.在这个区域,由于大气的对流、湍动以及恒星脉动引起的激波作用使气体的运动变得极为复杂,密度分布无序,磁场作用明显.此时随着脉动一部分抛出的质量又将返回光球,一部分则形成质量流失,即所谓的AGB星风.当星周包层的温度冷却到1 500 K以下时,尘埃颗粒形成,并由于恒星的辐射压被推向四周,同时驱动气体的外流.在大约10^{15} cm范围内是星风加速的区域.之后,所抛射的气体和尘埃将以大约10～20 km·s^{-1}的速度自由膨胀.在稳定分子和尘埃形成的中间层,温度和密度逐渐

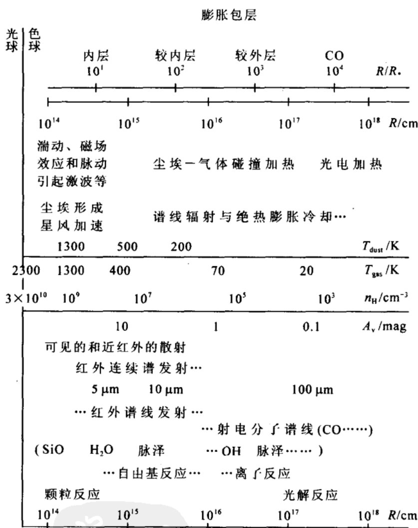


图 8.6 典型的富碳星 IRC＋10216 的拱星包层结构. 图中标出的脉泽发射是对类似的富氧星而言.

地下降. 此时的条件将逐步接近于星际分子云的条件. 最后,分子将因星际 UV 辐射场的作用而光解. 在分子完全回到原子形式之前,这种光解将产生不稳定的自由基和离子,这些自由基和离子进一步反应可以产生复杂的不稳定分子. 需要提到的是,近些

年来为了进一步搞清 IRC+10216 包层的结构已经采用毫米波的干涉仪对它进行了深入细致的观测，并发现某些分子种类实际是在不止一个的绕星壳层中形成的[58]. 这种多重壳层现象在光学波长上也观测到了[59]. 它表明某些晚型星的拱星包层并不是平滑的. 这种多重壳层的图景可能反映了质量抛射过程的一个基本特征，不过目前对它还缺乏很好的理解[28].

示踪 AGB 星拱星包层内层区性质的主要手段有：尘埃的散射和连续谱辐射，分子的红外谱线以及 SiO 脉泽等. 但由于缺乏红外和射电的空间成图资料，加之复杂的辐射转移效应、尘埃的形成和脉泽激发等问题，使进一步了解内层区的物理结构有一定的困难. 近年来对个别 AGB 星包层进行了高分辨率的观测，它们提供了小尺度 CSE 结构的重要信息(详见下节). 总的看，在恒星外大约 $10^{14}\sim10^{15}$ cm 区域，由 H_2O 和 OH 主线脉泽的观测得知，星周包层具有团块性的密度结构，轴对称性的物质分布以及粗略的各向同性的速度场. 当尺度大到 10^{16} cm 后，气体的膨胀速度达到一个大致恒定的数值. OH-1 612 MHz 脉泽的双峰频谱是研究这一区域的最好探针. 下面首先介绍表征拱星包层物理特性的几个主要参数.

(1) 密度

当 AGB 星的质量抛射是各向同性时，半径 r 上的密度 $n(r)$ 与局部的 $\dot{m}(r)$ 简单相关，即

$$\dot{m}(r) = 4\pi r^2 n(r)\mu v_e \tag{8.3.1}$$

式中 μ 是平均分子质量，v_e 是膨胀速度. 若质量损失率 $\dot{m}$ 为恒量，则较外拱星包层的密度 $n(r)$ 将服从一个简单的 r^{-2} 的分布律. 这是因为在拱星外包层处膨胀速度已经达到一个恒定的渐近值. 在数值上氢分子的数密度可表示为

$$n_{H_2} \approx 2\cdot10^5 \dot{m}_{-5} r_{16}^{-2} v_{e,15}^{-1} \tag{8.3.2}$$

式中 $\dot{m}_{-5}$，r_{16}和 $v_{e,15}$是分别以 $10^{-5}m_{\odot}a^{-1}$，10^{16} cm 和 15 km · s^{-1}

为单位的质量损失率,半径和膨胀速度,n 的单位为 cm^{-3}. 由于 AGB 星的质量损失率范围在 $10^{-7}\sim10^{-4}m_{\odot}a^{-1}$间,因此当 $r=10^{16}\sim10^{17}$ cm 时,相应的气体密度为 $10^3\sim10^5$ cm^{-3},它和星际分子云的密度可以比拟.

很明显,上述的简单 r^{-2}关系不适于拱星包层的较内层(这里指气体和尘埃的加速区). 现在已经知道,在这个区域质量流失是不对称的,而且是随时间变化的. 此外,不断增加的证据表明,拱星物质有一个相当团块性的结构,因此在使用上述由平滑风近似得到的结果时要谨慎.

(2) 温度

拱星包层的温度是一个很难确定的量. 即使在外包层的速度和密度分布有很好定义时,它的确定也是困难的. 因为除了 CO 分子外,通常分子的激发温度并不直接与气体运动温度有关. 在大的包层中,红外波长上 CO 谱线转动温度的测量可以提供较内层区温度的估计. 在星际 UV 辐射场被屏蔽的区域,包层中的气体温度可以通过加热和冷却速率间的平衡来确定. 此时的加热主要由被辐射压驱动的尘埃流与气体的摩擦产生,冷却过程则起因于气体的绝热膨胀和毫米波波长上 CO 的转动谱线发射. 由方程(5.6.52)(见 § 5.6 节)可导出气体温度的径向分布.

对于一个中心星质量损失率为 $\dot{m}$ 的拱星包层,其气体温度分布可近似用下式表示[6]:

$$T_k(r)\approx T_0(\dot{m})(r/10^{15}\ \text{cm})^{-0.7} \tag{8.3.3}$$

上式中 $T_0(\dot{m})$依赖于质量损失率. 低 $\dot{m}$ 包层的 T_0 大于高 $\dot{m}$ 的. 当 $\dot{m}=2\times10^{-5}m_{\odot}a^{-1}$时,$T_0\approx300$ K. 应该注意到拱星包层的绝热冷却会导致高的 $\dot{m}$ 和高的膨胀速度下的非常低的温度,如极冷的 OH/IR 星的情况.

(3) 拱星包层膨胀速度

拱星包层膨胀速度 v_e 可以根据拱星分子谱线的总的速度范

围 Δv 得到．即 $v_e = \Delta v/2$．特别是拱星包层较外层的膨胀速度可以容易地由 OH-1 612 MHz 脉泽的双峰频谱的速度 v_l 和 v_h 求得，即 $v_e = (v_l - v_h)/2$．由于较外层气体的外流速度已达到恒定值，我们习惯称其为极限速度，并记作 v_∞．大多数拱星包层的膨胀速度在 10～25 km・s^{-1}之间．对于最热的 Mira 变星，v_e 的范围是 5～10 km・s^{-1}．对于个别的"OH-超巨星"和碳星，拱星包层的膨胀速度甚至超过 30 km・s^{-1}．OH/IR 星的膨胀速度随银纬(或 Z 分布)的减少有增加的趋势．

由于尘埃是在辐射压的推动下穿过气体的，因此它们的速度可能超过气体的速度 1～10 km・s^{-1}．然而这样大的速度差别是很难直接观测到的，但是这个结果对 CSE 中气体的加热却是非常重要的．

(4)质量损失率

正如以前我们曾提到的，质量损失率是支配 AGB 星演化的决定因素．其中富氧-AGB 星质量损失率从 Mira 星的大约 10^{-7} $m_\odot a^{-1}$一直可高到极端冷的 OH/IR 星和 OH 超巨星的 10^{-4} $m_\odot a^{-1}$．富氧-AGB 星的质量损失率是随时间变化的（见图 8.2），并且与中心星的脉动周期、光度以及拱星包层膨胀速度等都在一定程度上相关[60,61]．参考资料[61]研究了不同类型 OH/IR 星(从光学 Mira 到光学不可见的 OH/IR 星)的 $\dot{m}$ 和 v_e 与中心星脉动周期 P、标高(银河系 Z 分布)以及主序质量(上限)m_{max}的关系．结果表明，从光学 Mira 到光学不可见的 OH/IR 星存在一个连续演化的序列．许多作者对富碳-AGB 星质量损失率的性质和演化也进行了研究．如最近 Schoier 和 Olofsson(2001 年)采用详细的辐射转移，同时结合 CSE 中的能量平衡方程对一批光学明亮的富碳星的 CO 射电谱线进行了模型处理，确定了每个星的 $\dot{m}v_e$ 和 T_k[62]．在他们的模型中采用的仍然是简单的物理结构(即球对称的几何、连续的质量抛射、平滑的密度分布和等速膨胀的运动学)．

导出的 $\dot{m}$ 从 $5\times10^{-9}m_{\odot}a^{-1}$到 $2\times10^{-5}m_{\odot}a^{-1}$，大约变化了 4 个量级. 和富氧星一样，富碳-AGB 星的质量损失率和包层的膨胀速度也很好地相关，二者又在较大弥散上依赖于恒星的脉动周期和光度. $\dot{m}$ 与恒星的有效温度则弱相关. 越冷的星趋于有越高的 $\dot{m}$. 并且看来和恒星的 C/O 比并不相关.

8.3.2 晚期演化星拱星包层物理结构和运动学的研究进展

研究拱星包层的物理结构，如密度结构以及运动学结构的最好的手段是分子谱线轮廓及其在各个视向速度上的空间成图. 而脉泽的偏振则是研究晚型星星周磁场的重要手段. 本节将侧重介绍利用分子的脉泽谱线和热谱线在研究拱星包层物理结构和运动学方面的一些主要进展.

1. AGB 星的拱星分子发射和包层物理学

(1) SiO 脉泽的 VLBI 测量表明，处在恒星光球附近的 SiO 脉泽是各向异性和高度团块性的. 与 Mira 变星成协的脉泽源斑非常致密，大约只有 0.1～0.6 AU. 与超巨星成协的 SiO 源斑则大些，约 1～5 AU. 这一差别的原因尚不清楚[63]. SiO 脉泽的 VLBI 空间成图与单天线的偏振观测结合起来揭示：SiO 脉泽起源于不同径向速度的小单元[64]. 图 8.7 展示了 Mira 星 R Cas 的 SiO 脉泽的空间-偏振图. 图中长短不一的线段表示所在位置 SiO 脉泽的偏振度大小和偏振方向. 右侧标出了速度范围. 图中的 20 mas(毫角秒)相当于 8×10^{13} cm 长度(近似为恒星的直径). 由图可见，SiO 脉泽来自光球和尘埃形成区之间的小单元，每个单元有不同的速度、线偏振和偏振角. 对 SiO 脉泽小源斑时变的监视，可以提供晚型星表面大气运动和磁场的详细信息. SiO 脉泽区的磁场可能有几十个高斯. 强的磁场对 SiO 发射区的结构和动力学有重要的影响[65]. 最近 Desmurs 等人(2000 年)又对晚型星 IRC+10011 进行了高分辨率(0.5 毫角秒) 的 VLBA 观测，结果表明，SiO 脉

泽分布在离中心星大约 2～3 个恒星半径处的一个非常规则的圆环形的结构中(见图 8.8)，并再次证明每个脉泽源斑都具有非常致密的结构[66].

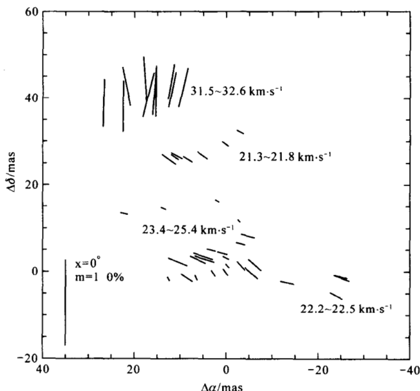


图 8.7　Mira 变星 R Cas 的 SiO 脉泽的空间-偏振图[64]

(2) 在晚型星的 CSE 中观测到的 OH 脉泽有两类：Ⅰ型 OH 脉泽(即 OH-1 665/1 667 MHz 主线脉泽)和Ⅱ型 OH 脉泽(即 OH-1 612 MHz 辅线脉泽). OH 主线脉泽与 H_2O 脉泽位置接近，处于 SiO 脉泽和 OH-1612 脉泽发射区之间，大约在离星 10^{15}～10^{16} cm 的位置. 或者说它们是处在湍动运动和系统运动的混合区. 因此它们不如 SiO 脉泽和 OH-1612 脉泽有各自突出的特点. Ⅱ型 OH 脉泽源最突出的特征是具有明显的双峰速度频谱. 其中

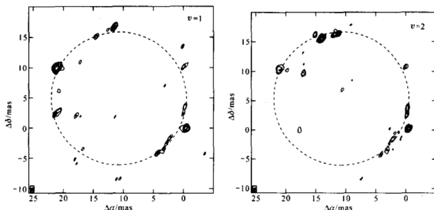


图 8.8 Desmurs 对 IRC＋10011 的 VLBA 的成图观测[66]

有的源有非常标准的双峰谱，如 IRC＋10011. 有的源虽然特征峰很多，但仍然有两个明显的可分离的速度群. 然而，有的双峰频谱在红端和蓝端的两个速度上强度的差别很大，如图 8.9 所示的 OH 脉泽在 OH 127.8 上的观测结果[67]. 图 8.9 下图展示的是 OH-1612 脉泽的双峰谱轮廓，上图是在谱线轮廓 a,b,c,d 4 个速度上由干涉仪观测得到的空间等强度分布. 这些图表明两个谱峰位置(a 和 d)上的脉泽分别来自通过中心(星)视线的两个致密的小区域，而谱峰下降"肩"处(b 和 c)的脉泽则来自较大的环形的区域. 这一图景清楚地提供了在视线方向上晚型星包层大气"向前(谱线蓝移)和向后(谱线红移)"运动的证据. 在排除了激波、旋转和收缩等各种可能性后，一个球形的膨胀壳层模型很好地解释了 OH-1612 脉泽的双峰频谱. 在图 8.9 中还看到球壳的一些不完整性和团块结构，它说明 OH 127.8 源的脉泽区不是完全均匀和球对称的，这种不规则性可能是一个湍动的恒星风所预期的[67]. 总之，理想的对称的径向流常常不能提供完全的、准确的解释. 有的 AGB 星中还观测到 OH-1612 脉泽谱有多峰的结构，有的则呈现出强度变化的准周期性，对于这些谱征尚有待寻找进一步的解释.

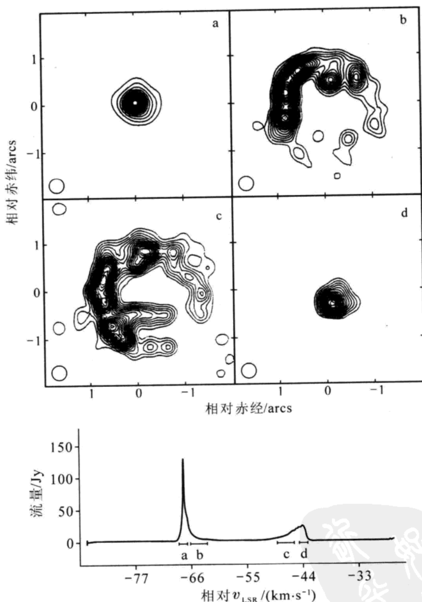


图 8.9 下图是晚型星 OH 127.8 的 OH-1 612 MHz 脉泽发射的谱线轮廓，上图是在谱线轮廓 a,b,c,d 4 个速度上 OH 脉泽发射的空间等强度分布[67]

由以上讨论可知，脉泽研究的长足进步与高分辨率的干涉仪的观测密切有关. 利用这类观测还可以较好地理解拱星包层中的脉泽过程和源运动学的整体结构. 如:Chapman 和 Cohen 曾综合了 SiO，H_2O 和 OH 主线与辅线脉泽的资料，清楚地勾画出了一个富氧超巨星拱星包层的整体运动学结构. 详见图 8.10. 图的右方是在 VX Sgr 包层中观测到的 4 种脉泽谱线的频谱，左方是它们各自相应的空间分布[68]. 由图可见,OH-1 612 MHz 脉泽有明显的可分开的速度谱群. 其等强分布图只是按两个低速分量(实线表示 6.5 km·s^{-1},虚线表示 11.9 km·s^{-1}) 描绘的.但已揭示了 OH-1612 脉泽的壳层结构. SiO,H_2O 和主线脉泽发射则紧靠星,处于星风加速层,并呈现团块性的结构. Chapman 和 Cohen 根据这些资料构建了 VX Sgr 整个 CSE 的速度场.得到了 4 种脉泽在速度-位置图上的分布.(见参考资料[68]中的图 5).如果用速度场 $v(r)=v_i(r/R_i)^{\epsilon}$ 来拟合观测的结果，得到：$r=7\times10^{14}$ cm 时，$\epsilon=1$；$r=2\times10^{16}$ cm 时,$\epsilon=0.2$. 可见在 OH-1612 脉泽壳层中随着 r 的增加加速明显减小.这种加速可能与颗粒的增大和尘埃的再辐射有关. 其它源也有类似的情况.此外利用 MERLIN 干涉阵，Chapman 等对晚型星 U Ori 的拱星包层还进行了多年的 OH 主线脉泽的监测，发现最强的发射来自一个大约 60 AU 大小的倾斜的圆环,并且该环有一个(5.4±1.4)mas·a^{-1}的自行(相当于约 7 km·s^{-1}的横向速度)[69].

(3) CO 分子的热发射则来自比 SiO，H_2O 和 OH 脉泽大得多的区域. 特别是 CO 的 $J=1-0$ 发射是示踪拱星分子气体，特别是较外层区域的最好探针. Bujarrabal 和 Alcolea(1991 年)用 IRAM-30 m 望远镜对一些主序后星进行了 CO $J=2-1$，1—0 的成图测量,得到 CO 在$(0.5\sim1)\times10^{17}$ cm 范围内有标准的谱线轮廓，它意味在这个区域的 CSE 已经达到了恒速. 对于晚型星 R Cas 和 X Cyg 在支配的发射速度范围外还有低强度的红、蓝移速

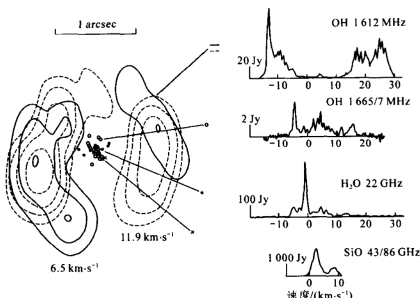


图 8.10　超巨星 VX Sgr 拱星包层中各种脉泽的发射谱和空间等强分布. 中心星的视向速度 $v_* = 5\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$，距离 $D = 1.7$ kpc，$1'' \approx 2.5 \times 10^{16}$ cm[68]

度，它说明在这两个星中可能有几个具有不同膨胀速度的独立的风[70]. 通常 CO(2—1)发射比 CO(1—0) 发射更接近中心星. 有的 CO 包层中还有加速. Olofsson 等对亮碳星进行了系统的 CO (1—0)和(2—1)的观测，发现在三个碳星(U Ant，S Sct 和 TT Cyg) 的 CO 谱中都有明显分开的双峰谱，同时还有一个弱的中心特征[71]. 它说明在一些亮碳星中存在一个已经脱离开可见碳星光球的分子壳层，这个脱离开的壳层，可能是中心星在 $10^3 \sim 10^4$a 前抛出的. 在富碳星包层中观测到的这一现象暗示这些星的质量抛射可能不是连续的. 关于它的机制尚不清楚.

(4) 拱星包层的几何学或密度结构和上面讨论的包层运动学以及中心星的质量损失率有密切的关系. 这是因为 r 处包层的密度满足如下关系，即

$$\rho(r,\theta,\varphi) = \frac{\dot{m}(t - t_{\text{ret}},\theta,\varphi)}{4\pi r^2 v_e(r,\theta,\varphi)} \tag{8.3.4}$$

式中 t_{ret} 由 r 和 $v_e(r)$ 决定，即 $t_{\text{ret}} = \int_{r_1}^{r} v_e^{-1}(r,\theta,\varphi)\mathrm{d}r$. 因此如果 v_e 不是各向同性的，即使球对称的质量抛射也会引起不对称的密度结构. 这样,将 CSE 的几何学和运动学结合起来考虑很有必要. 分子谱线的成图观测可以达到这个目的. 目前已经对许多晚期演化星进行了成图测量. 除了(1)中分析过的 SiO 脉泽的 VLBI 观测提供了光球到 CSE 的最好的空间信息外,H_2O, OH 和 CO 的干涉仪成图工作近十几年来也有很大的发展. 如：Reid 和 Menten 发现 W Hya 的 H_2O 脉泽在天空投影有一个 3×10^{14} cm（约 4 个恒星半径)的环结构[72]. Lane 等发现大多数星的 H_2O 脉泽起源于 1～4 个脉泽源斑. IK Tau 则表现出有两个球壳(半径分别为 4×10^{14} cm，9×10^{14} cm)，而 R Aql 的 H_2O 脉泽却具有拉长的结构[73]. Bowers 等用 OH 脉泽研究了 5 个 Mira 星在$(1\sim10)\times10^{15}$ cm 内 CSE 的空间结构，也发现了整个的拉长，并且红蓝移分量分离的轴对称的密度结构[74]. 围绕 Mira Ceti 的 CO(1—0)的干涉仪成图测量则揭示出一个更复杂的结构[75]. 这可解释成在赤道平面上密度的加强. 对富碳星 IRC＋10216 则用多种分子谱线进行了成图. 如 NaCl($J=7$—6)，SiO ($v=0,J=2$—1)，SiS($J=5$—4，6—5)，HCN($J=1$—0)，C_2H，SiC_2 等，得到的 IRC ＋10216 拱星包层的几何学有圆形结构的,有壳层结构的,也有在某个方向拉长的. 因此使用单个分子种类的天空亮度分布来研究 CSE 的密度结构时要注意这个因素. 对 IRC＋10216 的更大的 CO 包层(至少到 5×10^{17} cm)的测量则表明,没有明显偏离圆形的几何学. 此外至少 30 个 OH/IR 星有最好的 OH-1612 脉泽的图像资料,由这些资料发现 OH－1612 脉泽的发射区通常与球对称的大约 $10^{16}\sim10^{17}$ cm 的膨胀区一致. 一些非球形几何学的例子见于个别晚型

星包层的双极结构(见下节).

(5) 近10多年来晚型星拱星包层分子谱线和成图观测的另一个重要进展是在一些AGB星的CSE中发现了高速的分子外向流，有的还呈现出双极的结构. IRAS 15405-4945，IRAS 16342-3814和OH 231.8+4.2就是用OH脉泽发现的3个与AGB星成协的典型高速流的例子. 表8.2列出了它们的一些基本特性[76].

表8.2　与AGB星成协高速流的基本特性

	频率/MHz	速度范围/km·s^{-1}	典型流量/Jy 红端	蓝端	偏振/%
IRAS 15405-4945	1 612	275	0.2		<25
	1 667	175	0.9	0.3	<5
	1 665	100	2.0	0.5	25
	1 720		<0.5		
IRAS 16342-3814	1 612	140	8.0	1.0	25—50
	1 667	140	0.5	0.3	25
	1 665	80	0.5	0.5	25—50
	1 720		<0.15		
OH231.8+4.2	1 612	20	0.1	1.0	
	1 667	80	6.0	0.3	15
	1 665		<0.15		
	1 720		<0.15		

用CO谱线在上述源中也探测到了高速气体现象. 如在IRAS15405-4945和IRAS 16342-3814中CO发射的总线宽分别为90 km·s^{-1}和120 km·s^{-1}，远远超过了通常在CSE中观测到的膨胀速度. 对IRAS 16342-3814用H_2O脉泽进行观测，也发现

非常高速的双极外向流. 晚型星的包层中发现的另一个双极流是碳星 V Hya[77]. 对 V Hya 的 CO $J=1-0$ 的成图观测显示,其外流的红移瓣与蓝移瓣是部分开的,说明它是一个准直性不太强的双极流. 分析 V Hya 光球的光学谱,支持了此星正在以 $v\sin i$ 的速度转动(i 是转轴和视线的夹角). 因此参考资料[77]提出 V Hya 外向流的双极性质,可能是因为该星的迅速转动导致恒星变平的结果. 最近的观测进一步揭示了 V Hya 外向流的性质[78]. 参考资料[78]报告了 V Hya 中一个新的,高速的,似喷流性质的外向流的发现,同时探测到的还有喷流中的自行和正在进行中的演化. 此外,还发现了中心赤道面附近的致密的似盘的结构. 这些结果说明 AGB 阶段缓慢膨胀的球形风能在一个短时标(几百年到 1 000 年)内过渡到非球形的 PN, 高速的喷流可能有一个决定性的作用. 不过总的讲在 AGB 星发现高速外向流的概率很低.

2. (原)行星状星云的拱星分子发射和包层物理学

(1) Post-AGB 和/或 PPN 阶段

红巨星演化进入到 Post-AGB(或者说 Pre-PN, PPN. 见§8.1节的分析) 阶段后,更引人注目的是 CSE 中的高速外向流和非球形的几何学. 很明显,这与中心星质量损失机制的完全改变有关.

第一个进行 CO 测量的 PPN 是 CRL618 和 CRL2688, 它们的谱线轮廓与 AGB 星的类似. 以后的许多关于 PPN(或 Post-AGB)的观测大多表明和 CRL2688 一样, 具有球形的外向流, 并且在 $r>10^{16}$ cm 后有一个恒定的膨胀速度. 高灵敏的观测表明, Post-AGB 或 PPN 的 CO 发射比一开始想的更复杂一些. 如在 CRL618 的 CO(3—2, 2—1, 1—0)的谱线中发现有低强度的线翼发射, 支持了大约 200 km • s^{-1}的外流速度[79]. 如果考虑到天空投影效应或许更高. 改进的 CRL2688 的 CO 测量也得到了其外流速度高达 100 km • s^{-1}[80]. 事实上,它包含两个风,一个大约 40

km・s^{-1}，一个大约 100 km・s^{-1}，都高于谱线中大约 18 km・s^{-1} 的支配速度. 在 $H^{13}CN$ 和 HC_3N 谱线中也观测到了 CRL2688 的大约 40 km・s^{-1}的速度. HCN 的干涉仪的成图测量还表明，在大约 4×10^{16}cm 上，外流在极方向上的速度高于赤道面方向的速度[81]. 它还意味着高速流是在非常近的时期(≤100a)内抛出的. 更值得注意的是发现了气体中转动的存在[80]. 很明显这两个天体正处在从低速风向高速风过渡的阶段. 前面提到过的 OH231.8+4.2，我们曾把它归入 OH/IR 星. 后来有不少看法，认为它是一个 Post-AGB 星或 PPN. 如前所述，它是一个具有高速风的(大约 100 km・s^{-1})的天体. 由 CO 测量还发现它具有双极的结构. 它的外流从赤道平面的大约 10 km・s^{-1}的速度可一直高到极轴方向的大约 200 km・s^{-1}的速度. 并具有环形的密度分布. Post-AGB 的高速特征在 OH 和 H_2O 脉泽中也观测到了. te Lintel Hekkert 等在 700 个 OH/IR 星(富氧-AGB)中仅发现 3 个天体的 CSE 有高速的外流，还包括 OH231.8+4.2 在内(见表 8.2)[76]. 而在 Post-AGB 天体中高速双极外流的发现率却要高得多. 除高速外向流外，在 Post-AGB HD101584 的 CSE 中还发现一个独特的现象，即它的谱中有 5 个单个的峰，支持了有 3 种不同速度风的存在. 它很可能是由壳的多重抛射引起的. 最高的膨胀速度是 130 km・s^{-1}[82]. 由于我们知道，Post-AGB 或 PPN 是一些短寿命的过渡天体，因此看来高速外向流和轴对称几何学很可能是短寿命演化阶段星的普遍现象.

然而，另一类型的 Post-AGB 星却有不同的运动学结构. 如 RV Tau 变星，其周围 CSE 的膨胀速度很小，典型的仅 4 km・s^{-1}. 这些星可能是低质量的，大约 $0.7m_\odot$的天体[83]. 还有一种 Post-AGB，如 89 Her，它的 CO 谱在较弱的宽的(约 6 km・s^{-1})平台上有一个仅大约 1 km・s^{-1}的窄特征[84]. 由此可见，AGB 阶段较普遍的低速的 CSE 在 Post-AGB 阶段一开始时仍占支配的

地位，而高速的一个甚至几个的中性风则一般在较晚的Post-AGB阶段中发生.

近年来的进展主要表现在高分辨率的谱线成图测量上. 如最近 Alcolea 等(2000 年)对几个著名的 PPN：M1-2，M2-56 和 OH231.8+4.2 进行了高分辨率的 CO 干涉仪测量. 提供了 Post-AGB 双极外向流结构的详细图景[85]. 他们的观测揭示星云的最密部分处在一个赤道盘(或环)中,这个盘或环正在以一个恒定的类似 AGB 风的速度径向地膨胀. 在盘的两侧则有两个被薄分子壳层包围的反射瓣,并沿星云对称轴的方向拉长，它们的速度梯度大约是每角秒 7.5 $km \cdot s^{-1}$. 在两个瓣的顶端则是两个高速结，这两个结正以 70 $km \cdot s^{-1}$膨胀速度沿星云对称轴向外运动. 由此可见，Post-AGB 星中的高速分子流与年轻恒星天体的外流非常相似,它说明在晚期演化天体中观测到的高速分子流可能也是与物质的吸积密切相关. 为了更进一步研究 Post-AGB 星中高速分子发射的总体特性以及它对双极 PPN 和 PN 形状起源的制约,参考文献[85]还对一批 PPN 的样本进行了 CO 多谱线的高灵敏度的单天线观测. 结果发现大约 80%的 PPN 具有高速的 CO 翼，其膨胀速度在 25～375 $km \cdot s^{-1}$间. 前面提过的 PPN 中的多重外流现象，也在 H_2 分子谱线中观测到了. 最近 Cox 等(2003 年)对 AFGL618 的 H_2 $v=1-0$，S(1)的 2.12 μm 的谱线进行了高分辨率的成图观测. 得到了 AFGL618 H_2 发射的详细结构和运动学[86]. 发现在低膨胀速度上 H_2 分布在一个倾斜的双-圆锥形的结构中，这正是典型的 PPN 和 PN 中常见的结构. 在高膨胀速度上，H_2 的发射被分解成沿星云光学喷流(用 HST 观测到)方向的多重的分子外流. 速度沿喷流从中心星向外一直可增加到 200～350 $km \cdot s^{-1}$. 看来 H_2 发射示踪了喷流和拱星气体间的激波相互作用. 而其本身很可能就是由激波带动的拱星物质所引起的. 通过这些图景,可以揭示 Post-AGB 或 PPN 中的分子外流到底是如

何产生并最后导致一定 PN 位形的环境的.

(2) 行星状星云阶段

当一个行星状星云开始发展时(即年轻 PN 阶段)，中心星的热电离气体会对周围的 CSE 产生实质性的影响，因此预期有一个更多样化的运动学图景. 从现在已观测到的 CO 和 OH 脉泽谱线的轮廓来看,呈现出多种多样的形态. NGC7027 是一个研究得最好的年轻 PN 的例子. 它的 CO (3—2)谱线有一个复杂的结构[87]. 其高速部分的膨胀速度 $v_e \approx 23$ km・s^{-1}，大于 AGB 包层遗迹的大约 15 km・s^{-1}的速度. 这是由年轻 PN 星风中电离气体的压力所引起的. 不过与前面介绍过的 Post-AGB 星的星风不同. 在 NGC7027 中没有真正高速风的证据. 在年轻行星状星云阶段,如果 AGB 包层的遗迹尚未吹散的话，它将以常速继续径向地膨胀，但常有轴的、而不是球对称的分布. 中性气体的双极结构在 PN 包层中也是经常看到. 如 NGC2346，NGC3132 和 IC4406 等. 在这些 PN 中中性气体跟着电离气体主要集中在星云的赤道面上. 分子气体的分布则是团块性的. CO 发射的主要成分覆盖一个类似 AGB-CSE 的速度范围. 而大约 30～50 km・s^{-1}的高速成分则仍然优先于极轴的方向. Kastner 等对 PN 的 H_2 巡视也证实,大约 80%探测到分子包层的 PN 都是双极星云[88]. 双极星云的起因一直是行星状星云研究中的一个未解决的问题. 过去曾长期认为稀薄的各向同性的快风(大约 1000 km・s^{-1})与 AGB 阶段致密慢风(大约 10 km・s^{-1})间的相互作用导致了 PN 的各种位形. 然而,近些年来的不断增加的观测证据却暗示 Post-AGB 阶段出射的高速准直的外向流或喷流与包层的相互作用才是 PN 定形的主要机制[86,89,28].

更演化行星状星云的 CSE 是更团块性和不完整的. 如 M4-9，M2-51，NGC 6072，NGC6781，NGC6772 和 VV47 等. 以后 3 个 PN 为例，其动力学时标(CO)分别为 9.6×10^3，1.1×10^4，3.1

$\times 10^4$a. NGC6781 的 CO (2—1)的成图观测显示出清楚的包含许多团块的似环结构. NGC6772 的分子壳层则与 NGC6781 类似，只是更集中在一个赤道环中，并且更不完整. 而在年龄更大的 PN，VV47 的 CO (2—1)像中，分子气体仅残存在两个碎裂的小块中[90]. Helix 星云是另一个典型的年老 PN 的例子，它也是距我们最近的一个 PN. ISO 的观测已经证实它有一个碎裂的圆环结构[7]. 从它的 CO 分布图看，该行星状星云的分子包层也是由高度破碎的、许多小团块所组成[28,91].

8.3.3 小结

1. AGB 星

(1)$r \leqslant 10^{14}$ cm (r 指 CSE 离中心星的距离)

真正的 CSE 尚未形成. 气体运动呈无序状态. 密度分布不均匀，存在高度的团块结构. 磁场在这个区域有重要的作用.

(2)$r \approx 10^{14} \sim 10^{16}$ cm

在 $r \approx 10^{14} \sim 10^{15}$ cm 范围内，CSE 保持轴对称的密度分布. 速度场粗略各向同性. 当到达 10^{16} cm 时，CSE 的膨胀速度加速到恒定的极限速度 v_∞上. CSE 实际上由许多气体块组成. 速度波动存在.

(3)$r > 10^{16}$ cm

轴对称不再突出，原因尚不清楚. 此时 CSE 有明显的大结构和整体上的球对称性. 基本上是等速膨胀.

例外情况：在一些源中看到了与中心星脱离开的壳层. 除连续的质量抛射外，一次性的或断续性的质量抛射(episodic mass loss)也有可能. 具有不同速度的几个独立风也在个别源中看到. 此外，在一些 AGB 星的 CSE 中发现了高速的分子外向流，有的还具有双极的位形.

2. PPN 和/或 Post-AGB 星

AGB 星的质量抛射率趋于零后，相当高速的气体运动与新的低的质量抛射开始. 轴对称的几何学变得更具支配地位. 分子气体呈环状分布. 沿极轴有高的速度. 它们的机制是什么，与盘风关系等都是有待解决的问题. 在 AGB 遗迹的 CSE 中团块依然存在. Post-AGB 阶段出射的高速准直的外向流或喷流和包层的相互作用可能是导致一定形状 PN 形成的重要机制.

3. PN

年轻的 PN 和 PPN(和/或 Post-AGB)有相似的几何学，大多数探测到分子的 PN 为双极星云. 观测揭示分子是双极星云赤道圆环部分的主要成分. 最高速度的分子风已明显不存在. 更演化 PN 中的分子发射则处在残缺圆环的许多小碎块中. 中性气体分布的高度破碎可能是行星状星云和 AGB 包层遗迹的相互作用以及中心星对分子包层的光致离解的结果.

在这个领域有待解决的问题很多，这里列举几个重要的问题：

(1)已知 AGB 星的拱星分子包层大多是球对称的. 但在 PPN 和 PN 中很大部分却是非球对称的，那么，什么时候以及为什么发生了这种转变？此外为什么有的 PPN 又不具有双极位形[17]？

(2) 观测表明，PPN 和 PN 中的分子谱线(如 CO 与 OH) 呈现出极其复杂和多样性的轮廓，它们的形成机制是什么？与其中心星和前身星的演化以及包层物理特性的关系又是什么？

(3) 在 AGB 的 OH/IR 星阶段，OH 脉泽的最强发射是 OH 的 1 612 MHz 辅线发射. 那么什么时候、为什么许多 PPN 的 OH-1 665/1 667 MHz 主线脉泽又变得像在恒星形成区那样强于 OH-1 612 MHz 脉泽？

§8.4 晚型星质量流失的估算、机制和演化状态

当中等质量的恒星(质量$<8m_{\odot}$)到达AGB阶段后,它们的质量损失变得激烈起来,一直到它们的初始质量的90%被丢失为止. 由此可见质量损失的调查对于晚期演化星的研究是非常重要的. 如§8.1所述,AGB星质量流失率的估算不仅对AGB星本身演化有重要意义,而且对其后代——行星状星云(包括中心热星和AGB包层遗迹)的形成和动力学演化都有意义. 对于原行星状星云和行星状星云分子谱线的形成和谱线轮廓更有直接的影响[92]. 利用红外和射电的方法已经得到许多计算AGB星质量损失$\dot{m}$的经验公式和有关$\dot{m}$的各种统计关系[2,11~14]. 本节将主要介绍利用射电分子谱线估算$\dot{m}$的方法. 原则上讲,列在表8.1上的分子的观测资料都可用以估算$\dot{m}$,然而在实际应用中总是取那些容易在富氧或富碳CSE中观测到的,并且可用到较宽的$\dot{m}$范围(也即可用于不同演化阶段的天体),又有较大探测空间,且丰度较高的分子[13,19]. 这样,CO谱线和OH脉泽就成为示踪AGB星质量流失率的重要手段.

8.4.1 由CO谱线估算质量流失率

假设有一个稳定的CSE,它由一个恒定的和各向同性的质量抛射所形成,并假设CSE的膨胀速度为常数,在半径$R_{\rm CO}$内CO分子的丰度$f_{\rm CO}$也为常数,则质量损失率

$$\dot{m}_{\rm CO}=\frac{m_{\rm CO}v_{\rm e}}{f_{\rm CO}R_{\rm CO}} \tag{8.4.1}$$

式中$m_{\rm CO}$是在$R_{\rm CO}$内CO分子的质量. 在光学薄发射和源不可分辨情况下,观测到的积分强度简单地与$R_{\rm CO}$内的分子数和波束填充因子成正比. 这样$m_{\rm CO}\propto T_{\rm A}^{*}v_{\rm e}D^{2}B^{2}/(R_{\rm CO})^{2}$. 式中$T_{\rm A}^{*}$是无损耗

望远镜的CO天线温度，D 是源与观测者的距离，B是天线的主波束宽度(FWHM)，将 m_{CO} 的表达式代入(8.4.1)式，得

$$\dot{m}_{CO} = A(J, T_{ex}, \tau, R_{CO}/DB)\frac{T_A^* v_e^2 D^2 B^2}{f_{CO} R_{CO}^3} \qquad (8.4.2)$$

式中 A 依赖于谱线的激发温度 T_{ex}、光学厚度 τ、有关的跃迁(J)和尺度 R_{CO}. A 需要通过详细的模型来确定. Knapp 和 Morris(1985年)进行了这一研究，并发现对于一个光学厚的 $J=1$—0 谱线，在源不可分辨情况下 A/R_{CO} 粗略为一个常数. 这样对于 CO $J=$ 1—0 谱线(这里使用的是 Bell 实验室的 7m 望远镜，天线的 FWHM＝100″)，他们得到可以用下式来估算晚型星的质量损失率[93]，即

$$\dot{m}_{CO} = \frac{T_A^* v_e^2 D^2}{2.0 \times 10^{15} f_{CO}^{0.85}} m_\odot a^{-1} \qquad (8.4.3)$$

式中 v_e 的单位是 km·s^{-1}，D 的单位是 pc. 对于一个比天线主波束小的或可比拟的源，它的 T_A^* 也可用天线的主波束亮温 T_{MB} 很好地表示. 此外，(8.4.3)式虽源自光学厚谱线，但对于光学薄的谱线，这一结果也是差别不很大的. 如：对于 CO $J=2$—1 谱线可以采用稍加修正的表达式[44,94]：

$$\dot{m}_{CO} = 5.7 \times 10^{-20} \frac{T_{MB} v_e^2 D^2 \theta_{MB}^2}{S(J) f_{CO}^{0.85}} m_\odot a^{-1} \qquad (8.4.4)$$

式中 θ_{MB} 是天线主波束的半功率全宽度，即前面提到的 FWHM，以角秒为单位. $S(J)$ 为改正因子，对 CO(2—1)谱线 $S(J)=0.5$. 式中的 f_{CO} 是 CO 分子相对 H_2 的丰度. 在参考资料[93]中，对富氧星取 $f_{CO}=3\times10^{-4}$，对 S-星取 $f_{CO}=6\times10^{-4}$，对富碳星取 $f_{CO}=8\times10^{-4}$.

8.4.2　由 OH 脉泽估算质量流失率

由 OH-1 612 MHz 脉泽估算 $\dot{m}$ 的公式是基于该发射来自一

个半径为 R_{OH}的相对薄的壳层. 由关系式(8.3.4)可得

$$\dot{m}_{OH} = 8\pi m_H v_e \frac{n_{OH} R_{OH}^2}{f_{OH}} \tag{8.4.5}$$

上述关系的最普遍的形式就是 Baud 和 Habing 给出的质量损失率和 OH 脉泽流量及膨胀速度间的关系[95]. 这里使用了 OH 光度 L_{OH}和 R_{OH}的经验关系以及运转一个饱和脉泽所要求的最小柱密度. 最后得

$$\dot{m}_{OH} = 3 \cdot 10^{-11} \frac{v_e S_{OH}^{0.5} D}{f_{OH}} m_{\odot} a^{-1} \tag{8.4.6}$$

式中 v_e 的单位为 $km \cdot s^{-1}$, S_{OH}(OH-1612 脉泽流量)的单位是 Jy, 距离 D 的单位是 kpc. 质量损失率用 OH-1612 脉泽壳层半径和膨胀速度来计算时,可用下式[96]:

$$\dot{m}_{OH} = 4 \cdot 10^{-8} \left(\frac{R_{OH}}{10^{16}\ cm}\right)^{1.4} \left(\frac{v_e}{15\ km \cdot s^{-1}}\right)^{0.6} m_{\odot} a^{-1} \tag{8.4.7}$$

这里的 R_{OH}是指 OH 数密度最大值处与中心星的距离. 由于 AGB 星中的 OH 脉泽是红外抽运的,因此在用(8.4.6)式计算质量损失率时要考虑 OH 脉泽流量随恒星光度的变化. 在一个脉动周期里这种变化常常超过 5 的因子. 因此在(8.4.6)式中我们采用的是平均的 S_{OH}. 此外,当 OH 脉泽谱的双峰强度不等时,我们取 $S_{OH} = (S_1 S_2)^{1/2}$, S_1 和 S_2 分别为 OH 红、蓝两个谱峰的流量.

参考资料[13]比较了富氧和富碳星的质量损失率,分析了通过 CO(1—0),(2—1)谱线,OH(1 612 MHz)脉泽以及红外辐射等模型拟合导出的质量损失率,讨论了各种估算质量损失方法的可用性和不确定性. 如对大多数源,由(8.4.3)式求得的质量损失率和由详细模型得到的结果相差一个不到 2 的因子.

除了上面介绍的通过 OH 脉泽资料可以估算富氧-AGB 星的 $\dot{m}$ 外, 一大批 OH/IR 星的发现还为开展质量损失率的统计特性

的研究提供了条件. 如 Bowers 等人[97]和 Bowers 和 Hagen[98]曾分别提出 $\dot{m}$ 和 OH-1612 脉泽壳层外半径 R_0 以及和 OH-1612 脉泽光度的经验关系. 这些关系揭示了在 AGB 演化阶段恒星的质量损失率对恒星 OH 脉泽发射的形成具有重要的作用. 参考资料[25]基于一个球形的均匀膨胀的壳层模型，从理论上验证了上述的经验关系，即

$$\log(R_0/\mathrm{AU}) = (5.89 \pm 0.16) + (0.51 \pm 0.27)\log(\dot{m}/m_{\odot}\mathrm{a}^{-1}) \tag{8.4.8}$$

$$\log(L_{\mathrm{OH}}/\mathrm{s}^{-1}) = (52.8 \pm 0.47) + (1.78 \pm 0.67)\log(\dot{m}/m_{\odot}\mathrm{a}^{-1}) \tag{8.4.9}$$

(8.4.8)式中的 R_0 已经对 15 km・s^{-1}的膨胀速度作了改正，$\dot{m}$ 是由红外或 CO 测量资料导出的.

8.4.3 AGB 星质量损失率的演化

上面介绍了利用分子谱线资料估算 AGB 星质量损失率的方法和一些统计关系. 然而在 AGB 阶段，特别是当恒星演化到接近 AGB 的顶部时，由于超风的形成，AGB 星的质量抛射将有一个很大的增强. 当达到 AGB 顶端时，$\dot{m}$ 可高达 $10^{-4}\ m_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$(见图 8.2). Herman 和 Habing 认为，对这种现象可以有两种考虑[11]：

(1) 认为在 AGB 演化的大部分时间内，$\dot{m}$ 保持不变，但到达 AGB 末端时，$\dot{m}$ 突然上升了 100 倍，即从 $10^{-6}\ m_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$跃至约 $10^{-4}\ m_{\odot}\mathrm{a}^{-1}$.

(2) 认为在 AGB 整个脉动阶段，$\dot{m}$ 都是稳定地逐步上升的.

基于这后一种考虑，Herman 和 Habing 提出一个 $\dot{m}$ 随时间演化的模型，即

$$\dot{m}(t) = \begin{cases} \dot{m}_{\mathrm{R}} = \text{常数} & 0 \leqslant t \leqslant t_{\mathrm{AGB}}/2 \\ \dot{m}_{\mathrm{R}}\exp[\alpha(t - t_{\mathrm{AGB}}/2)] & t_{\mathrm{AGB}}/2 \leqslant t \leqslant t_{\mathrm{AGB}} \end{cases} \tag{8.4.9}$$

式中 t_{AGB}是恒星在 AGB 阶段的总寿命. $\dot{m}$ 随时间的变化对 OH-1612 脉泽的双峰谱的形成有明显的影响. 在 AGB 星质量抛射率随时间迅速增加和变慢的 AGB 风速情况下，无论是 CO 发射还是 OH 脉泽，它们在壳层中的传播实际是在不同的 $\dot{m}$ 条件下进行的. 参考资料[99]计算了在富氧-AGB 星 $\dot{m}$ 随时间变化情况下 OH-1 612 MHz 脉泽双峰频谱在 AGB 上的演化. 用他们的模型成功地解释了在一些 OH/IR 星中观测到的,在视向速度为零附近仍有一定脉泽辐射的特征. 同样在富碳-AGB 星情况下,包层不同径向位置上的 CO 发射实际示踪了不同演化时间上中心星的质量损失率. 如 AGB 星的 CO 射电谱线基本上在$>5\times10^{16}$ cm 处形成,若假设 AGB 星风的速度是 15 km · s^{-1}，则相应的时标$\geqslant 10^3$a. 而 CO 的远红外谱线(由 ISO 观测得到)却在靠近星的大约 2×10^{15} cm 处形成,相应的时标$\leqslant$40a. 这样利用不同波段的 CO 发射可以示踪已跨越千年的质量损失的历史[94].

8.4.4 晚型星质量损失的可能机制

红巨星演化到 AGB 阶段有如此大的质量损失率,一直是人们感兴趣的问题. 许多质量损失的理论提了出来. 然而，直到目前,关于 AGB 星质量抛射的机制仍未完全解决. 这里我们仅从支配风加速的运动方程(8.4.10)[2]出发，看看引起 AGB 星质量外流的几种可能原因.

若用 $u(r)$表示风速，有 $u(\infty)=v_e$. 则星风气体满足的运动方程如下：

$$u\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}r}+\frac{Gm_*}{r^2}+g_T+g_R+g_W=0 \qquad (8.4.10)$$

式中 g_T, g_R 和 g_W 分别表示不同的加速项：热的、辐射的和波的，这后者如：Alfven 波和声波. 热驱动风要求一个高的温度环境，如太阳日冕，因此它不适于冷的 AGB 星. 由于 AGB 星的光度较

大，在一般情况下，中心星的辐射压力 L/c 可能达到或超过 AGB 星风的驱动力 $\dot{m}v_e$. 因此辐射压力作用尘埃，尘埃与气体碰撞从而驱动星风的质量损失机制被认为是最可能的机制. AGB-CSE 的尘埃特性与星风特性的密切相关有力地支持了这一论点. 然而，由于在许多 AGB 星中尘埃在离中心星较远的高度上形成，因此很有必要寻找某种机制能将气体带到这样的高度. 鉴于许多 AGB 星的质量损失率与中心星的脉动周期有关，这就暗含径向脉动与辐射压机制联合作用可以更有效的加速星风. 不过它也要求尘埃颗粒在离星较近的地方形成. Alfven 波只能形成快速的星风，因此它不适于 AGB 星的情况. 声波可以不借助尘埃颗粒而形成观测到的星风. 所以关键问题是尘埃在距离恒星多远地方形成[14].

相对 AGB 星来讲，PPN 和 PN 的质量损失机制更远未弄清. 在原行星状星云中，由于它的能谱分布可以很好地确定，因此由它的质量损失率导出的动量变化率(驱动力)$\dot{m}v$ 很容易与由总的辐射流量导出的辐射压力$\approx L/c=4\pi D^2F/c$ 进行比较. 这里 D,F 和 c 分别表示距离、总流量和光速. Knapp 定义 $\beta=\dot{m}v/(4\pi D^2F/c)$[100]，对于 AGB 星该 β 值≈ 1，在 PPN 中则较大，而在 PN 中此值最大[101,102]. 那么在 PPN 和 PN 中质量外流的驱动机制又是什么？是一个很值得探究的问题.

8.4.5　晚期演化星的演化状态

分子谱线观测的一个重要的目的是试图说明是否不同种类分子（甚至同一种类不同跃迁谱线)的出现是恒星演化不同阶段的反映. 如果是这样，我们将可以对 AGB 星和 Post-AGB 星设计出一个各种分子出现和消失的年代表. 而同一种分子(如 OH)的不同跃迁谱线(主线与辅线)由于要求的激发条件不同也可以提供中心星演化的重要信息. 第一个进行这一 调查的是 Lewis. Lewis

(1989 年)研究了晚型星包层中所有脉泽的演化. 由于 $\dot{m}$ 与"色"有关，他得到 SiO，H_2O 和 OH 主、辅线脉泽随着壳层厚度增大(红外色余也增大)顺序地出现. 当 $\dot{m}$ 继续再增加，除 OH-1 612 MHz 脉泽外，首先 OH 主线，接着 H_2O，最后 SiO 脉泽又顺序地消失. 然而，当 $\dot{m}\rightarrow 0$，恒星向 PN 方向演化时，OH 的主线脉泽又再次出现[103].

Lewis 进一步研究了 SiO，H_2O 和 OH 脉泽的特性，指出 SiO 脉泽的探测率与"色"无关. 基本上所有具有富氧包层的 AGB 星都有 SiO 脉泽发射[104,105]. 与此相反，H_2O 和 OH 发射却很少在最蓝的 AGB 星中探测到，这些星只有较低的质量抛射率. 但 H_2O 脉泽可以出现在比 OH 主线脉泽较蓝的星中. 最后，OH-1 612 MHz辅线脉泽将出现在偏红的 AGB 星包层中，此时 H_2O 和 OH 主线脉泽消失[105]. Jewell 等对一批演化星，如：Mira 星，IRC 源，AFGL 源，OH/IR 星和超巨星进行了完整的 $v=1, J=1-0$ 的 SiO 脉泽观测. 发现 SiO 脉泽存在于上列各种拱星天体中. 并且 SiO 脉泽的强度与 CSE 的膨胀速度无关，与"色"无关，与 OH 脉泽强度也无关，集中到一点就是与中心星的 $\dot{m}$ 无关[52]. 因此 SiO 脉泽被认为是最普遍类型的拱星脉泽. 接着的一个问题是如何区分富氧星和富碳星. 根据上面的分析，SiO 脉泽可以作为富氧星的最佳指示器，而近 10 多年探测到的 HCN 脉泽则可以作为一个富碳星的可靠探针，这样，利用 SiO/HCN 强度比可以在富氧和富碳拱星包层间进行判别[19,6].

除了脉泽外，利用某些分子的谱线强度比，也可以示踪晚期演化星，特别是富碳-CSE 的不同演化状态. 因为虽然从 AGB 到 PN 的演化时间并不很长，但由于这一期间中性包层的不透明度，辐射场的强度和性质都有相当大的变化，加上高速星风的发生和激波的形成的影响，最后都会导致各种谱线强度的显著变化.

表 8.4 列出了不同演化阶段晚期演化星的富碳-CSE 中某种

分子种类 X 的 u 态→l 态的谱线与 CO 的 $J=1-0$ 谱线的强度比[6]. 表中所列源从上至下恰好反映了晚期演化星从 AGB→Post-AGB（或 Pre-PN）→PN 的一个演化序列.

表 8.3　富碳-CSE 中某种分子种类 X 相对 CO(1—0)的谱线强度比

$I(\mathrm{X},\mathrm{u}-\mathrm{l})/I(\mathrm{CO},\mathbf{1-0})$

源	HCN[a]	HNC[a]	HC_3N[b]	SiS[c]	HCO^+[a]	CN[d]	C_2H[d]	演化阶段
IRC+10216	0.71	0.087	0.21	0.11	0.0015	0.89	0.16	AGB
CIT6	0.46	0.058	0.12	0.016	0.001	0.78	0.16	AGB
CRL3068	0.34	0.14	0.15	0.076		0.24	0.23	AGB
CRL2688	0.66	0.054	0.24	0.033	<0.0075	0.39	0.094	Post- AGB
CRL618	0.18	0.17	0.12	<0.034	0.13	0.52	0.019	Post-AGB
NGC7027	0.13				0.30	0.04	<0.01	PN
M1-16	0.08			<0.02	0.12	0.29		PN
NGC2346	0.08	0.08			0.064			PN
NGC6072	0.22	0.049			0.18	0.71	<0.013	PN
IC4406	0.20	0.042			0.16	0.38	<0.015	PN

注：a 表示 $J=1-0$；b 表示 $J=10-9$；c 表示 $J=5-4$，d 表示 $J=1-0$

由表可见，在一般情况下，多数的分子发射随着天体离开 AGB 阶段迅速减弱. 但具体看，每种分子的情况还有差别. 在 AGB 阶段 HCN 和 CN 的谱线是最强的，并显示出大致相近的谱线强度. 其它的谱线则较弱，其中最弱的是离子分子 HCO^+的谱线. 演化到年轻的 Post-AGB 星 CRL2688 时分子发射的情况仍类似 AGB 星. 但到了更演化的 Post-AGB 星 CRL618 时，HCN 的谱线强度开始下降，而离子分子 HCO^+的谱线却明显地增强，并一直保持到行星状星云阶段. 在进入 PN 阶段后 HCO^+谱线的增强可能与来自中心热星的软 X-射线的电离有关，也可能与行星状星云相互作用风区的激波化学有关. 有关星云化学的问题，我们将在下一章详细讨论. 在表 8.3 中还看到当到达 PN 阶段后，随着进一步的演化，HCN 谱线和 CN 谱线再次增强，与 C_2H 谱线

形成鲜明对照.这是一个很有趣的现象.总之,利用不同种类分子间的相对强度比可以帮助我们鉴别处于不同演化阶段的天体.

参 考 资 料

[1] Kwok S, Pottasch S R. (eds.) Late Stages of Stellar Evolution. Dordrecht: Reidel Publ. 1987.

[2] Omont A. In: de Loore C B, ed. Late Stages of Stellar Evolution Computational Methods in Astrophysical Hydrodynamics. Berlin: Springer-Verlag, 1989. 161.

[3] 郝允祥,陈培生,周克平. 红外天文学导论. 北京:北京大学出版社, 1993.

[4] 孙锦. 分子天文学和恒星形成. 见:九十年代天体物理学. 高教出版社, 1995.

[5] Kwok S. In: Latter W B, Radford S J E, Jewell P R, et al. ed. CO: Twenty-Five Years of Millimeter-Wave Spectroscopy, (IAU Symposium No. 170). Dordrecht: Kluwer, 1995. 373.

[6] Olofsson H, In: van Dishoeck E F, ed. Molecules in Astrophysics: Probes and Processes (IAU Symposium No. 178). Dordrecht: Kluwer, 1997. 457.

[7] Cox, P. In: Habing H J, Lamers H J G L M, ed. Planetary nebulae. (IAU Symposium No. 180) Dordrecht: Kluwer, 1997, 139.

[8] Millar T J. In: Hartquist T W, Williams D A, ed. The molecular astrophysics of stars and galaxies. Oxford: Clarendon Press, 1998. 331.

[9] Kwok S. The origin and evolution of planetary nebulae. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

[10] Bohm-Vitense E. Introduction to Stellar Astrophysics, Vol. 3: Stellar Structure and Evelution. Cambridge: Cambridge University press, 1992.

[11] Herman J, Habing H J. Physics Reports(a Review Section of Physic Letters), 1985, 124(4): 255.

[12] Kwok S. physics Reports(a Review Section of Physic Letters), 1987, 156(3): 111.

[13] van der Veen, W E C J, Rugers M. A&A, 1989, 226: 183.

[14] 姜碧沩,胡景耀. 天文学进展, 1993, 11(2): 123.

[15] Chen P S, Szczerba R, Kwok S, et al. A&A, 2001, 368: 1 006.

[16] Schoenberner D. ApJ, 1983, 272: 708.

[17] Kwok S. ARA&A, 31,63,1993.

[18] 俞志尧. 天文学进展, 1993, 11(2): 135.

[19] Olofsson H. In: the proceedings of the scecond ESO/CTIO workshop on Mass Loss on the AGB and Beyond. La Serena,Chile. 1992.

[20] Sevenster M N. AJ, 2002, 123: 2 788.

[21] Shklovskii IS,Astron J. USSR,1956,33:315.

[22] Mufson S L,Lyon J,Marionni PA. ApJ,1975,201:L85.

[23] Rodrigues L F, Moran J M. Nature,1982,299:323.

[24] Davis L E,Seaquist E R,Purton C R. ApJ, 1979,230:434.

[25] Sun J, Kwok S. A&A, 1987, 185: 258.

[26] Webster B L, Payne P W, Storey J W V, et al. MNRAS, 1988, 235: 533.

[27] Zuckermen B, Gatley I. ApJ, 1988, 324: 501.

[28] Huggins P J. In: Kastner J H, Soker N, Rappaport S, ed. Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures, ASP Conference Series, Vol. 199. 2000. 277.

[29] Sun J, Sun Y C. Science in China (Series A), 2000, 43(2): 217.

[30] Deacon R M, Chapman J, Green A. IAUS, 2003, 219: 176.

[31] Cox P, et al. In: Combes F, Pineau des Forets G, ed. H_2 in space, meeting held in Paris, France. Cambridge: Cambridge University Press,1999.

[32] Wilson W J, Barrett A H. Sci, 1968, 161: 778.

[33] Knowles S H, Mayer C H, Cheung A C, et al. Sci, 1969, 163: 1 055.

[34] Solomon P, Jefferts K B, Penzias A A, et al. ApJ, 1971, 163:L53.
[35] Bujarrabal V, Fuente A, Omont A. A&A, 1994, 285: 247.
[36] Kawaguchi K, Kagi E, Hirano T, et al. ApJ, 1993, 406: L39.
[37] Van der Veen W E C J, Habing H J. A&A, 1988, 194: 125.
[38] Eder J, Lewis B M, Terzian Y. ApJS, 1988, 66: 183.
[39] Zijlstra A A, Te Lintel Hekkert P, Pottasch S R, et al. A&A, 1989, 217: 157.
[40] Lewis B M, Eder J, Terzian Y. ApJ, 1990, 362: 634.
[41] Te Lintel Hekkert P, Caswell J L, Habing H J, et al. A&AS, 1991, 90: 327.
[42] Huggins P J, Healy A P. ApJ, 1989, 346: 201.
[43] Nyman L-A, Booth R S, Carlstrom U, et al. A&AS, 1992, 93: 121.
[44] Olofsson H, Eriksson K, Gustafsson B, et al. ApJS, 1993, 87: 267.
[45] Hu J Y, Te Lintel Hekkert P, Slijkhuis F, et al. A&AS, 1994, 103: 301.
[46] Huggins P J, Bachiller R, Cox P, et al. A&A, 1996, 315: 284.
[47] Guilloteau S, Omont A, lucas R. A&A, 1987, 176: L24.
[48] Turner B E. A&A, 1987,182:L15.
[49] Turner B E. A&A, 1987, 183: L23.
[50] Alcolea J, Bujarrabal V. A&A, 1992, 253: 475.
[51] Izumiura H, Ukita, N, Tsuji, T. ApJ, 1995, 440: 728.
[52] Jewell P R, Snyder L E, Walmsley C M, et al. A&A, 1991, 242: 211.
[53] Barlow M J, Nguyen-Q-Rieu, Truong-Bach, et al. A&A, 1996, 315: L241.
[54] Cernicharo J, Barlow M J, Gonzalez-Alfonso E, et al. A&A, 1996, 315: L201.
[55] Cox P, Gonzalez-Alfonso E, Barlow M J, et al. A&A, 1996, 315: L265.
[56] Liu X-W, Barlow M J, Nguyen-Q-Rieu, et al. A&A, 1996, 315: L257.

[57] Cox P, Boulanger F, Huggins P J, et al. ApJ, 1998, 495: L23.
[58] Lucas R, Gu'elin M. In: Le Bertre T, L'ebre A, Waelkens C. ed. Asymptotic Giant Branch Stars, IAU Symp. 191. San Francisco: PASP, 1999. 305.
[59] Mauron N, Huggins P J. A&A, 1999, 349: 203.
[60] Pottasch S R. Planetary Nebulae. Dordrecht: Reidel Publ, 1984.
[61] Sun J. In: Kwok S, Pottasch S R, ed. Late Stages of Stellar Evolution. Dordrecht: Reidel Publ,1987. 85.
[62] Schöier F L, Olofsson H. A&A, 2001, 368: 969.
[63] Colomer F, Graham D A, Krichbaum T P, et al. A&A, 1992, 54: L17.
[64] McIntosh G C, Predmore C R, Moran J M, et al. ApJ, 1989, 337: 934.
[65] Elitzur M. ARA&A, 1992, 30: 75.
[66] Desmurs J F, Bujarrabal V, Colomer F, et al. A&A, 2000, 360: 189.
[67] Elitzur M. In: Trujillo-Bueno J, Moreno-Insertis F, Sanchez F, ed. Astrophysical Spectropolarimetry. New York: Cambridge University Press, 2002. 225.
[68] Chapman J M, Cohen R J. MNRAS, 1986, 220: 513.
[69] Chapman J M, Cohen R J, Saikia D J. MNRAS, 1991, 249: 227.
[70] Bujarrabal V, Alcolea J. A&A, 1991, 251: 536.
[71] Olofsson H, Eriksson K, Gustafsson B. A&A, 1988, 196: L1.
[72] Reid M J, Menten K M. ApJ, 1990, 360: L51.
[73] Lane A P, Johnston K J, Spencer J H, et al. ApJ, 1987, 323: 756.
[74] Bowers P F, Johnston K J, de Vegt C. ApJ, 1989, 340:479.
[75] Planesas P, Kenney J D, Bachiller R. ApJ, 1990, 364: L9.
[76] te Lintel Hekkert P. Ph.D. thesis,Leiden University,1990.
[77] Kahane C,Maizels C,Jura M. ApJ Lett,1988,328:L25.
[78] Sahai R, Morris M, Knapp G R, et al. Nature, 2003, 426: 261.
[79] Cernicharo J, Guelin M, Penalver J, et al. A&A, 1989, 222: L1.
[80] Young K, Serabyn G, Phillips T G, et al. ApJ, 1992, 385: 265.

[81] Bieging J H, Nguyen-Quang-Rieu Mr. ApJ, 1988, 324: 516.
[82] Trams N R, Lamers H J G L M, van der Veen W E C J, et al. A&A, 1990, 233: 153.
[83] Bujarrabal V, Bachiller R, Alcolea J, et al. A&A, 1988, 206: L17.
[84] Likkel L. A&A, 1991, 246: 153.
[85] Alcolea J, Bujarrabal V, Castro-Carrizo A, et al. In: Kastner J H, Soker N, Rappaport S, ed. Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures, ASP Conference Series, Vol. 199. 2000. 347.
[86] Cox P, Huggins P J, Maillard J-P, et al. ApJ, 2003, 586: L87.
[87] Jaminet P A, Danchi W C, Sutton E C, et al. ApJ, 1991, 380: 461.
[88] Kastner J H, Weintraub D A, Gatley I, et al. ApJ, 1996, 462:777.
[89] Josselin E, Bachiller R, Manchado A, et al. A&A, 2000, 353: 363.
[90] Bachiller R, Huggins P J, Cox P, et al. A&A, 1993, 267: 177.
[91] Young K, Cox P, Huggins P J, et al. ApJ, 1999, 22: 387.
[92] Sun J, Kwok S. In: Cho S H, Chung H S, ed. Second Northeast-Asian Regional Meeting on Recent Development in mm-wave and Infrared Astronomy. Korea Astronomy Observatory, 1993. 199.
[93] Knapp G R, Morris M. ApJ, 1985, 292: 640.
[94] Winters J M, Le Bertre T, Nyman L-Å. A&A, 2002, 388: 609.
[95] Baud B, Habing H J. A&A, 1983, 127: 73.
[96] Van der Veen W E C J, Olofsson H. In: Mennessier M O, Omont A, ed. From Miras to Planetary Nebulae. Which path for stellar evolution? Gif-sur-Yvette, France, Editions Frontieres, 1990. 139.
[97] Bowers P F. ApJ, 1983, 274: 733.
[98] Bowers P F, Hagen W. ApJ, 1984, 285: 637.
[99] 孙锦,张国金,房耕. 天文学报, 1990, 31(4): 366.
[100] Knapp G R. ApJ, 1986, 311: 731.
[101] Likkel L. ApJ, 1989, 344: 350.

[102] Hrivnak B J, Kwok S. ApJ, 1991, 368: 564.
[103] Lewis B M. ApJ, 1989, 338: 234.
[104] Lewis B M. AJ, 1990, 99: 710.
[105] Lewis B M, Engels D. MNRAS, 1991, 251: 391.



第九章　星际物质化学

§9.1　引言

9.1.1　天体化学的发展

星际物质化学属于天体化学的一部分，事实上目前它已成为天体化学的主要部分．星际物质化学的研究对推动天体化学的发展起了决定性的作用．

天体化学（也称宇宙化学）是研究天体物质的化学成分、化学特性、化学反应及其化学演化规律的科学．

单纯从学科的定义和划分学科的一般习惯来看，天体化学是一门天文学与化学之间的边缘学科，似应列为天文学中与天体物理学并行的一个大的分支．不过在星际分子和星际物质化学的研究兴起以前，这门学科的进展和成就都远远比不上天体物理学．那时，只有对太阳系化学做过较为细致的研究．在太阳系以外，真正关系到化学研究的基本对象即化合物的工作只有恒星大气中发现的若干双原子分子谱带以及 1937 年后发现的星际物质中的 3 种双原子分子谱带．只有少数研究涉及天文分子的化合、分解等化学反应过程．这些发现和研究在很长一段时期内并没有引起重视，也没有对天文研究产生重大的影响．

那时，天体化学观测工作中，很大一部分是通过中性或电离的原子光谱来了解构成宇宙中各种天体（主要是恒星）的物质中所含的元素和同位素的成分、含量及其在宇宙中的分布状况．

应该说，元素宇宙丰度的观测有其基础性的意义. 它确认了地球之外的宇宙中，至少对能够被我们观测到的天体而言，其物质的组分也是由元素周期表中的化学元素及其同位素构成的；它还进一步定量地测定了太阳及一些恒星的元素丰度分布曲线. 这些数据成为 B^2FH 理论的实验基础；同时也是大爆炸模型最重要的观测证据之一*. 不过我们很容易看出，这些工作本质上还是属于物理研究（原子物理及核物理），而不属于严格意义上的以化合、分解问题为核心的化学.

星际分子的发现改变了天文学和天体化学的面貌，从此对太阳系以外的天体开始了仔细的化学（化合物及其化合、分解）研究.

历史上，早在第一批星际分子发现后不久，Swings 等就曾企图解释 CH 和 CH^+ 的观测丰度. 就是说天文学家的注意力很快便从"了解宇宙中有何种分子"扩展到"弄清宇宙分子是如何产生的". 他们借用了恒星大气研究中的模型，其中假设了原子、分子和星际辐射场之间达到了热动平衡. 但由于星际物质的低密度，而且星际紫外辐射的等效温度远比星际物质的低温度要高. 所以这种假设并不适用于星际物质. 1946 年，Kramers 和 ter Haar 提出一个以辐射缔合作为形成机制，以光解离、光电离及电子俘获作为破坏机制的模型. 1951 年，Bates 和 Spitzer（见第一章参考资料[14]）进一步改善了这个模型，但是却发现在合理的天体物理条件下，辐射缔合比以前想像的要慢而解离复合比以前的计算结果大

---

* B^2FH 理论是伯比奇夫妇、福勒、霍伊尔等于 1957 年提出的关于元素在恒星中合成的假说，它根据核反应的实验及理论研究的成果，认为宇宙中所有元素及其同位素都是由氢原子通过在恒星中发生的各种核反应过程一步步合成，然后再抛射到宇宙空间中去的. B^2FH 理论计算了与恒星不同演化阶段相对应的各个核反应过程，其结果大体上能够解释观测得到的元素丰度分布. 但这种恒星中的核反应理论不能说明氦的宇宙丰度大约为 30%（按质量计）的事实. 而氦丰度后来被大爆炸宇宙模型用宇宙早期高温下轻原子核的生成机制解释，成为大爆炸模型的重要观测证据之一.

得多，以致无法用气相反应来说明观测的 CH 和 CH^+ 分子丰度.这些不成功的尝试是星际物质化学研究的萌芽，其中已经包括了若干基本的研究方法及概念.在最初的二三十年，这方面的努力没有得到重视，大多数人对天文分子的存在及其重要性仍持怀疑态度.直到 20 世纪 60 至 70 年代间，处于各种不同天文环境中的大量天文分子的发现才终于改变了人们的思考方式.天文学家不久就认识到，天文分子的作用不仅是为天文观测提供了强有力的探针，而且分子本身就是天文演化的主体.天文分子以及它的化学成分、化学演化对天体的结构和演化有显著的影响，特别是在天体的早期和晚期演化中起着决定性的作用.与此同时，以星际物质(包括星际和星周物质)化学为主的天体化学便开始了迅猛的发展.

在习惯的说法中，天体化学(astrochemistry)或分子天体化学常被当作是分子天体物理学的一部分.这可能是由于历史的或习惯的原因，也可能是由于早先从事这个领域工作的多数是物理或天体物理学家.不过后面就会看到，在这个领域中，天文、化学和物理在许多情况下是紧密地交织在一起的.解决问题时也需要天文、化学、物理的规律和研究方法并举，只是侧重的角度不同.当我们侧重从化学角度考虑问题时，便可以把它称为星际物质化学或天体化学.

9.1.2 星际物质化学的研究对象、研究方法和意义

观测显示出不同的天文环境下，星际物质中各种星际分子的丰度(即星际气体的化学组成)很不相同.这是由许多因素造成的.例如，大质量恒星的形成区与小质量恒星的形成区，由于其中原恒星的辐射以及伴随着恒星形成和演化而出现的高速内流及外流驱动的激波都有较大的差别，所以气体的化学组成也在很大范围内变化.又如，星周包层的化学组成与星际云的化学组成也是明显不同的.

星际物质化学的对象就是研究不同环境下各种星云以及星际介质中化合物的成分和丰度;分析不同条件下天文分子产生与破坏、合成与分解的化学、物理过程;进而研究由这些过程构成的星云的整体化学演化;以至星云的化学演化与天文演化的相互影响.

研究方法包括通过观测取得各类天体的化学成分及物理条件等数据;由理论计算或实验测量得出各种反应过程的有关参数(特别是分子的形成率和解离率.星际物质化学中有不少反应过程是地球条件下罕见甚至在实验室中也很难实现的,对这类问题只有靠理论计算);理论研究还包括分析和设想星云中分子形成和破坏的各种可能的反应过程,提出星云中化学反应的模型并根据有关参数综合求出不同物理、化学条件的星云中,各种天文分子的理论丰度.

更长远的目标是从理论上得出各类分子云模型的化学演化图像,并且把化学演化结合到整个天体演化的过程中去以更好地解释或预言各种观测现象.比如,最终我们有可能把星云的化学组成当作一种测量星云年龄的时钟.就像 Hiroko Suzuki 在 1973 年曾提出的:"知道了暗云中的物理条件,我们应能估计其中化合物的数量.我们需要考虑的一点是暗云中分子形成与破坏的过程是否相互平衡,换言之,化学在暗云中是否处在稳定状态.如果情形不是如此,则星际分子的丰度将依赖于云的历史,亦即云形成的过程、云的年龄及其经历过的物理条件等等.这也意味着我们有希望通过观测目前云中的分子丰度来了解云的历史.因此,弄清星际分子的形成过程是一个重要的目标."这是一个艰巨而且意义深远的课题.

9.1.3　星际物质化学的特点　星际气体的物理化学条件

星际物质化学所研究的主要是天文时空尺度的各种星云中的化学过程.天文中的物理、化学条件与地球环境下的条件有天壤之

别，其中出现的有些化学过程是地球上极为少见或者不易模拟的．这种重大差异是星际物质化学研究的首先一个特点，研究工作中需要时刻注意．

而且，这些条件还随天文环境的不同而有巨大的差别．按学科目前的发展水平看，在不少情况下这些条件甚至是很不确定的，它本身就是个有待研究的问题．这使得有关的研究工作带有更强的探索性．

星际物质化学的另一个特点是研究方法上的综合性．它需要用多种手段从多方面进行探索．理论研究、实验室研究和天文观测常常是密切地缠绕在一起交错进行的．化学问题、物理问题和天文问题在实际工作中也往往无法截然分开．

这些特点都与星际物质（主要是各类星云）的特殊物理、化学环境有关．下面让我们给出一个一般的描述：

星云是由原子氢和分子氢占主要成分的极为稀薄的气体组成，其中含有丰度很低（氢丰度的 10^{-4}～10^{-5}量级或更低）的碳、氧、氮、硅、硫等杂质元素以及某些固体尘粒（文献中常用的“尘埃(dust)”或“颗粒(grain)”并无明显的区别，本章中一般将统称为尘粒）．星云的温度、密度可在相当大的范围内变化，并受到紫外线、X-射线、宇宙线的照射以及诸如激波之类的动力学现象的影响．

分布在星际物质中的尘粒的成分和结构目前尚不是十分清楚．但可以肯定它对一般星云中的分子形成起着极其重要的作用．首先，它对星际辐射的吸收和散射为星云构成了一个屏蔽层，从而保护已经形成的分子免受高能辐射破坏．其次，它提供一个发生化学作用的表面，分子能够在它的表面上形成．特别是对于氢分子，分析已表明在温度很低的云中，表面形成是把氢原子变换为氢分子的惟一的机制．而氢分子在星云气体中的出现对其它分子的形成又是有关键意义的．一些化学上饱和的分子如 H_2O，NH_3，CH_4，

H_2S，PH_3以及其它复杂分子看来也很像是先在尘埃表面形成，然后再得到能量而蒸发到星云气体中去. 最后，观测发现的一些特殊的红外吸收和发射使人们有理由怀疑有相当一些尘埃表面上粘附着一层分子，构成表面的覆盖层，而一部分化学反应实际上是发生在覆盖层上. 星云中存在于覆盖层中的星际分子可能占有相当的份额，当考虑星云中各种分子的总含量时应把这部分也计算在内.

星云的密度是一个重要的参数，不同的天文环境中，气体密度值可以在大范围中变化. 密度对化学过程有极显著的影响. 但是，不论密度差别多大，有一点是共同的，即绝大多数情况下我们总可以假定密度低到这样程度，以至于只有两体碰撞及粒子与尘粒的碰撞是重要的. 在考虑气相分子形成时，除了极少数特殊情况（例如某些晚型星星周包层的最内层）外，总可以只考虑两体缔合反应而把三体缔合反应忽略. 这个假定适用于一个很大范围的，包括多种多样天体的不同的天文环境——从早期宇宙的复合时代直到致密星际分子云中的恒星形成区. 这一点与地球上的情况恰好相反，在地球上的分子形成过程中，三体碰撞远比二体碰撞更为常见（见参考资料[1]，318 页的讨论）.

超低密度和许多星云的超低温度通常是地球实验室难以实现的. 这是天文条件与实验室条件巨大差异的表现之一. 它带来的一个常见的问题就是，即使在同样的动力学温度下，天文分子在能级上的布居也可能不同于实验室的值. 因此，当我们把实验室获得的参数（像化学反应速率、光解离速率等）应用到天文问题时，必须非常小心.

除了氢和氦以外的其它元素的成分和丰度显然影响星际分子的品种和数量. 比如富碳的环境和富氧的环境其化学演化过程是不同的.

宇宙线加热星云并使原子、分子电离或使分子解离，这是星云中离子的重要来源. 常常也是整个星云化学反应序列的启动因素.

各个波段的电磁辐射能加热尘粒，使附着在其表面的挥发性物质释放到气体中去. 辐射也能加热气体. 紫外辐射和 X-射线造成的光化学作用会改变气体的化学成分，是星云中一种重要的化学过程. 这里要提出的一点是，前面说到尘粒能够屏蔽光子的辐射并不等于说在没有内部辐射源的致密云中就完全不存在光子. 因为宇宙线及 X-射线的电离产生的电子能把分子氢激发到高电子态，然后自发跃迁发射次级紫外光子，它对较重分子的光解离作用大约相当于目视消光量 $A_v=4\sim6$ 的星际消光情况[2,3].

演化的某些阶段中出现的激波会加热、压缩、加速其周围的气体. 如果激波是快速的，尘粒有可能被破坏，所有的分子也将全被解离. 激波过后冷却过程中的气体的化学成分与冷气体的化学成分或者被慢速激波或辐射加热的气体的化学成分是各不相同的.

以上就是星际环境的一个概略介绍. 我们首先关心的问题就是在这样的特殊环境下，星际分子是如何产生、存在又是如何被破坏的.

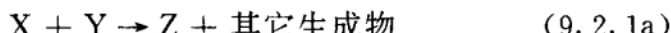
曾经有人认为星际分子不能在星云中产生，而只能在条件适宜的特定环境中(例如恒星大气，或者原恒星周围的大气)才能产生，然后被抛射到星际空间的各处. 但这种模型要求分子形成后必须具有不合理的极高抛射速度才可能在分子平均寿命期间运行到星云尺度的距离；其它一些考虑也不支持这种看法. 所以目前大多数人都认为星际分子是“本地”(即分子所在的星云中)形成的，形成的途径主要分为气相反应形成与固相(尘粒)表面形成两大类. 下面分别讨论.

需要请读者注意的是，星云化学是一个还在迅速发展的学科，许多问题尚未得到肯定的结论，要想作出系统的总结在目前是困难的. 本章将把侧重点放在介绍基础性的概念和研究方法以及比较成熟的问题上. 对许多正在探索中的重要的前沿工作也将给出一个轮廓性的描述，有兴趣的读者可以进一步查阅有关参考资料.

§9.2　星际分子形成和破坏的机制——Ⅰ.气相反应

9.2.1　速率系数

气相反应的一个重要参数是分子形成的速率系数 k. 对由于两体碰撞



$$X + Y \rightarrow Z + \text{其它生成物} \qquad (9.2.1a)$$

造成的各种过程来说,$\mathrm{d}t$ 时间内、单位体积中由于粒子 X 和 Y 碰撞而生成的新分子 Z 的数目 $\mathrm{d}n_Z$以及粒子 X 、Y 减少的数目 $\mathrm{d}n_X$、$\mathrm{d}n_Y$都应正比于发生碰撞的次数,而后者又正比于粒子 X 和 Y 的数密度 n_X 和 n_Y,所以可写成

$$\frac{\mathrm{d}n_Z}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}n_X}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}n_Y}{\mathrm{d}t} = kn_Xn_Y \qquad (9.2.1b)$$

其中,比例系数 k 就是速率系数,它反映单位体积中粒子 Z 的形成的快慢,k 的单位是 $\mathrm{cm}^3 \cdot \mathrm{s}^{-1}$. k 又可以表示为

$$k = \langle \sigma v \rangle \qquad (9.2.2)$$

式中 σ 是碰撞截面,v 是相对运动速度. 尖括号〈　〉表示对速度分布取平均.

速率系数和碰撞截面随不同的粒子及不同的反应过程而在很大范围内变化,它的数值大多来自理论计算(关键是计算反应截面,可参阅参考资料[4]),少数来自实验结果或理论与实验综合分析的结果,有些则仅仅是一种估计. 另外,即使是实验室得到的比较精确的数据,应用到天文问题时也需要仔细考虑实验室条件与天文条件的差异. 速率系数数值的不确定性给分子天文研究带来很多问题. 它也向实验工作特别是化学反应动力学实验提出了许多课题.

对由于光子照射造成的各种光化学过程,速率系数的定义和量纲略有不同,在下一小节的 3 中介绍.

9.2.2 星际气体中基元的化学、物理过程

下面逐个讨论星云气体中,各种基本的分子生成和解离过程.

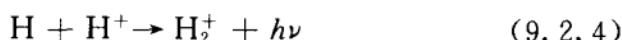
1. 辐射缔合(Radiative Association)

当复杂分子是在低密度环境中通过二体碰撞而缔合生成时,能量和动量守恒律要求这种缔合必须伴随着一个光子的释放:

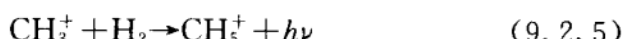


$$X + Y \rightarrow XY + h\nu \qquad (9.2.3)$$

其中,X 和 Y 分别代表缔合前的 2 个较小的粒子(原子、分子或离子),XY 代表由它们缔合构成的分子(在这里,XY 就是(9.2.1a)式中的 Z). 实例如



$$H + H^+ \rightarrow H_2^+ + h\nu \qquad (9.2.4)$$



$$CH_3^+ + H_2 \rightarrow CH_5^+ + h\nu \qquad (9.2.5)$$

和



$$C^+ + H_2 \rightarrow CH_2^+ + h\nu \qquad (9.2.6)$$

其中,(9.2.4)式是早期宇宙中的一个重要过程;(9.2.6)式是星际有机分子气相形成中关键的最初一步. 有关(9.2.5) 和(9.2.6)式的速率系数的文献见参考资料[5] 中的引文.

下面以两个原子碰撞为例,考察由辐射缔合生成分子过程的细节. 设想原子 X 和 Y 沿图 9.1 中较高的势能曲线相互趋近,水平线 AB 代表两个原子的总能量,对应于 X 和 Y 的每一个核间距 r(图中的横坐标),水平线 AB 和势能曲线的竖直距离给出该点的相对动能. 从经典力学看,A 点是运动的拐点,两个原子靠近到点 A 所对应的核间距后,它们便又开始相互分离. 只有在两个原子间的势能小于间距为无穷大时的势能的短时间内除去它们的能量,这个缔合过程才能完成. 在两体问题中,能量的释放只有通过辐射光子(化合物 XY 跃迁到 C 点)实现. 对于 X 和 Y 不是代表原子而

是代表分子的情形，以上的讨论是类似的.

辐射缔合的速率系数写成k_γ，它依赖于两个粒子碰撞期间光子发射的平均时间τ_γ（指激发态分子在发射光子以前平均经过的时间，亦即分子在激发态的平均寿命，见参考资料[1] 317 页和[5]）以及碰撞的持续时间τ_c（这一时间相当于振动周期的数量级，也等于用两粒子之间势能曲线的作用距离除以粒子平均速度的时间量级）. 如果两个粒子 X 和 Y 在碰撞过程中相互靠近时，能够达到分子 XY 的一个电子激发态并在此期间恰好能发生向较低结合态的允许电偶极跃迁放出光子，则辐射缔合实现，分子 XY 生成. τ_γ可以短到10^{-8} s 量级（但更常见的是，相互靠近时沿着分子 XY 的基电子态的势能曲线，只能通过同一电子态内的振动态之间的跃迁放出光子达到稳定的缔合. 这种情况下τ_γ的典型值对离子系统是2×10^{-3} s，对中性系统则大一个量级），而热运动速度下直接碰撞时τ_c的量级约为10^{-13} s. 为了使两个粒子复合，必须在碰撞持续时间之内发生电子跃迁才行. 比较以上两个时间τ_γ和τ_c立即看出，辐射缔合是个罕发的事件，最好的情况下也只有大约每十万次碰撞中才发生一次缔合. 除此之外，还有几个原因也会使辐射缔合出现的概率进一步减少（见参考资料[1]318 页的讨论）. 不过在碰撞中形成的共振结构可以使速率系数明显地增加（参考资料[5]220 页有一个 OH 的例子）.

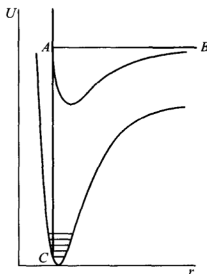


图 9.1　两原子辐射缔合生成分子过程示意图

如果相互趋近的粒子 X 和 Y 是具有很多靠得很近的能级的

复杂粒子系统的话，则由于它们相互趋近时碰撞能量可以分布到大数目的内能模之中，从而使它们重新分开的概率减小，此时复合物的寿命变长，在它重新分离以前有较多时间放出一个光子. 但由于缺少复合物能级结构的可靠数据，这方面的理论计算结果常常是不太确定的.

2. 辐射附着(radiative attachment)继以缔合脱离(associative detachment)

在部分电离的气体中分子的生成可以由另一种程序启动. 先是电子附着于中性粒子 X 之上形成负离子同时发出光子，称为辐射附着：



$$X + e \rightarrow X^- + h\nu \qquad (9.2.7)$$

接着离子与中性粒子碰撞，在缔合过程中电子又脱离出来：



$$X^- + Y \rightarrow XY + e \qquad (9.2.8)$$

这一步叫做缔合脱离. 实例如



$$H + e \rightarrow H^- + h\nu \qquad (9.2.9)$$



$$H + H^- \rightarrow H_2 + e \qquad (9.2.10)$$

缔合脱离是个无辐射跃迁过程，因此可以进行得很快. 如(9.2.10)式的速率系数为 $2\times10^{-9}\ cm^3 \cdot s^{-1}$(见参考资料[5]中引文). 不过在低温下，它前面的一步即辐射附着是很慢的. 所以在冷的星云中这种负离子反应是不重要的. 而在热的等离子体中，辐射附着(9.2.9)式继以缔合脱离(9.2.10)式则是分子氢的主要来源. 它也是早期宇宙中氢分子形成的主要途径之一.

3. 光解离(photodissociation)、光电离(photoionization)和解离光电离(dissociative photo-ionization)

这些都是由光子照射引起的光化学过程. 在确定弥散云、致密云以及激波过后的区域中的化学组成时，它们都起着重要的作用.

光解离是原有分子被辐射破坏的机制，分子 XY 吸收光子后分解成为两个或更多的较小的粒子系统(原子或较小的分子)X 和

Y. 可表示为



$$XY + h\nu \rightarrow X + Y \tag{9.2.11}$$

光解离可以通过以下几种方式实现：

(1)分子吸收光子后从原来的能级直接跃迁到分子所在电子态的振动连续态(即能量达到比势能曲线右边水平部分还要高的数值).

(2)分子吸收光子后从原来的能级直接跃迁到一个不稳定的(排斥的)激发电子态. 这第 2 种方式的可能性比第 1 种更大一些.

(3)分子吸收光子后从原来的能级直接跃迁到激发电子态中的一个分立的振动能级，然后预解离到另一个电子态的振动连续态，或者到(可能性要小一些)基电子态的振动连续态. 所谓预解离是指分子的一个电子态 B 的分立能级和另一个电子态 A 的能级连续区相重叠(每一个电子态，不论是具有极小值的稳定态还是不稳定态，都有这种连续区，它对应于分子的解离)(图 9.2). 分子有可能以一定的概率无辐射地(即不损失能量地)从分立态跃迁到能量在相同高度的连续态，从而解离. 这个过程就称为预解离.

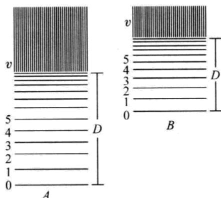


图 9.2　分子的可能发生预解离的两个电子态(连同它们的连续项谱)[1]

(4)还有其它一些方式可以造成解离，如分子被光子激发到分立能级后辐射跃迁到较低电子态的振动连续态，或辐射跃迁到预解离电子态.

对上述几种方式所涉及的机制的详细讨论可参阅[1]第七章.

在星际分子中，所有这些光解离过程都有可能发生. 对于多原子系统，预解离通常是最有效的模式. 不过对于能级结构足够复杂

的分子来说，吸收一个光子也有可能不导致解离，因为吸收的光子能量可以被分布到许多内部激发模中最后作为荧光光子发射出去. 因此，在能够破坏较小分子的辐射场中，大分子仍有可能存活下来.

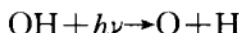
多原子分子在光解离时，能量在内能和解离产物的动能之间如何分布是很不清楚的. 在多数情形下最终产物的证认尚未能确定.

类似于分子的形成速率系数 k，可以定义光解离的速率系数 k_{pd}. dt 时间内、单位体积中因光解离造成的分子数变化 $-dn_Z$ 与分子 Z 的密度 n_Z 成正比（Z 即(9.2.11)式中解离前的分子 XY），比例系数即 k_{pd}. 有

$$k_{pd} = \frac{dn_Z}{n_Z dt} \tag{9.2.12}$$

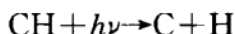
当然，dn_Z 也应该与光子密度（光强）成正比，但我们把光强的因素归并到 k_{pd} 中去了，所以 k_{pd} 的单位是 s^{-1}.

对任何一种给定的分子，上述各种光解离机制的相对效率都随着星云的深度不同而变化. 对



$$OH + h\nu \rightarrow O + H$$

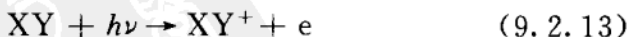
和



$$CH + h\nu \rightarrow C + H$$

曾做过仔细的分析（见参考资料[5]中引文和[6]）. 光解离对星际化学的影响灵敏地依赖于尘粒的散射及吸收特性[7]，导致不确定性的主要原因之一是由于我们缺乏星际尘粒性质的知识.

光电离



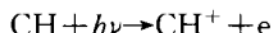
$$XY + h\nu \rightarrow XY^+ + e \tag{9.2.13}$$

和解离光电离



$$XY + h\nu \rightarrow X + Y^+ + e \tag{9.2.14}$$

也都是重要的机制. 光电离的实例如

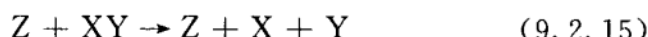


$$CH+h\nu \rightarrow CH^{+}+e$$

其光电离率约为 $2\times10^{-10}\ s^{-1}$，是破坏 CH 的重要原因之一(见参考资料[4]286 页，[6](a)8 页)．不过目前只有有限数目的星际分子在这方面有可靠的实验数据．对于未衰减的星际辐射场，各种星际分子光解离速率系数的数值范围约在 $10^{-8}\ s^{-1}$到 $10^{-12}\ s^{-1}$之间或者更小．对不少星际分子(包括很多简单分子)来讲，这个数值存在着很大的不确定性．对光电离和光解离进一步的了解建议参阅参考资料[6](a)(b)(c)．

4．碰撞解离(collision-induced dissociation)

这指的是两个粒子碰撞后，其中一个解离为更小的系统：



$$Z + XY \rightarrow Z + X + Y \qquad (9.2.15)$$

它主要发生在温度为几千度的热星云中．这种过程能使氢分子解离：



$$H+H_2 \rightarrow H+H+H \qquad (9.2.16)$$



$$He+H_2 \rightarrow He+H+H \qquad (9.2.17)$$



$$H_2+H_2 \rightarrow H_2+H+H \qquad (9.2.18)$$

在考虑碰撞解离问题时须注意它的速率系数是随互相碰撞的两种粒子的密度而变化的．从物理上解释原因在于，高密度情况下，热运动碰撞频繁，分子在较高振转能级上也有较多的布居，(9.2.15)式的过程使分子从这些高能级激发到振动连续态而解离．但在较低的密度下，碰撞不太频繁，自发发射便表现出相对重要的作用，使较高能级上的布居数减少．结果是碰撞造成的解离减少，这就是所谓辐射(自发发射)造成的分子稳定化．极限情况下，解离速率将由直接跃迁到振动连续态的概率决定[8]．

可用二能级粒子数率方程定量地说明这个问题，设 n_1 和 n_2 分别是分子在下能级 E_1 与上能级 E_2 上的布居数，A_{21}为自发跃迁概率．C_{12}、C_{21}为分子被动力学温度为 T 的气体中的热运动粒子碰撞而与热运动交换能量造成的跃迁概率(弛豫跃迁概率)，统计物

理要求其比值恒为

$$\frac{C_{12}}{C_{21}} = \mathrm{e}^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \tag{9.2.19a}$$

关键是C_{12}、C_{21}的绝对值是随气体密度而增加的(因热碰撞的频繁程度随密度增加而加大). 不计受激跃迁时,粒子数速率方程为

$$\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t} = -(A_{21} + C_{21})n_2 + C_{12}n_1 \tag{9.2.19b}$$

气体达到动态平衡时有 $\mathrm{d}n_2/\mathrm{d}t = 0$,故

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{C_{12}}{A_{21} + C_{21}} \tag{9.2.19c}$$

可见,当气体密度很低,C_{12}与$C_{21} \ll A_{21}$时,$n_2 \ll n_1$,上能级粒子数减少,或者说自发跃迁使分子系统比周围环境冷,分子的稳定化出现;当气体密度增加时,C_{12}与C_{21}的绝对值加大,结果是上能级粒子数n_2增加;在C_{12}与$C_{21} \gg A_{21}$的情况下,n_2与n_1的比值趋近(9.2.19a)式表示的热平衡比值,即分子系统将趋近于按气体的动力学温度布居. 注意,气体密度越大,上能级粒子数n_2越大,碰撞解离越容易发生.

所以,速率系数变成了密度的函数. Dove 等对反应(9.2.17)式曾做过可靠的理论计算[9],表 9.1 是他们得出的氦密度n_{He}对速率系数k的影响. 对上述 3 个反应在低密度下的极限值的计算见参考资料[5]中的引文.

5. 解离复合(dissociative recombination)

复合指正离子与电子复合成中性粒子. 原子离子只能通过发射光子而复合(辐射复合):



$$X^+ + e \rightarrow X + h\nu \tag{9.2.20}$$

而分子离子可以经过在解离复合过程中的无辐射跃迁而复合:



$$XY^+ + e \rightarrow X + Y \tag{9.2.21}$$

表 9.1　$T=3\,000$ K 和 6 000 K 时，$He+H_2 \to He+H+H$ 的碰撞解离速率系数作为密度 n_{He} 的函数[9]

k (n_{He} \ T)	3 000 K	6 000 K
0	2.16×10^{-24} cm³·s⁻¹	2.71×10^{-18} cm³·s⁻¹
6.02×10^{3} cm⁻³	8.49×10^{-24} cm³·s⁻¹	8.62×10^{-18} cm³·s⁻¹
1.90×10^{4} cm⁻³	1.58×10^{-23} cm³·s⁻¹	1.99×10^{-17} cm³·s⁻¹
1.90×10^{5} cm⁻³	1.11×10^{-19} cm³·s⁻¹	5.23×10^{-15} cm³·s⁻¹
∞	2.32×10^{-17} cm³·s⁻¹	5.52×10^{-14} cm³·s⁻¹

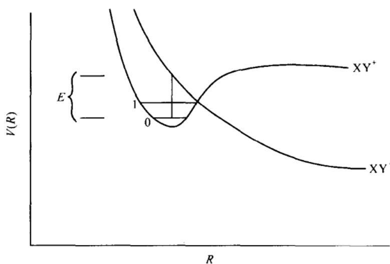
它可分为两种机制. 图 9.3(a)是直接机制. 离子分子 XY^+ 俘获一个能量为 E 的电子形成处于不稳定的激发态(XY')的中性分子 XY，X 和 Y 很快因排斥而相互分开(分子解离)，电子的复合过程稳定地完成.

图 9.3(b)是间接机制. XY^+ 俘获一个能量为 E 的电子进入到中性分子 XY 的一个里德伯(激发)态(XY^*)中的某个振动能级，接着它经历预解离.

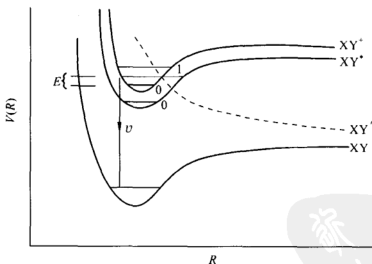
因为过程是无辐射的，而且因为电子和正离子之间的吸引力，解离复合的过程是快速的，只有少数例外. 对中等复杂程度的离子分子，速率系数的典型值为 $10^{-6}\left(100/\frac{T}{\mathrm{K}}\right)^{1/2}$ cm³·s⁻¹的量级. 不过对能级结构简单的系统，中性分子可能不存在位于能够被热电子接近和能够穿越里德伯能级处的势能曲面，解离复合过程将是慢的. 理论计算表明(见参考资料[5]中引文)H_2^+、HeH^+ 和 H_3^+ 就是这样的. H_3^+ 在天文上有重要意义，对它曾经做过实验室测量. 在温度为 300 K 时，测到的



$$H_3^+ + e \to H_2 + H \qquad (9.2.22)$$



(a)



(b)

图 9.3　解离复合的直接机制(a)和间接机制(b)

的速率系数小于 $10^{-11}\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

CH^+的解离复合



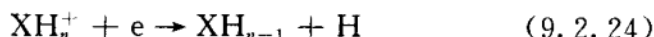
$$CH^+ + e \rightarrow C + H \qquad (9.2.23)$$

在天文上也有重要意义，它的速率系数的实验室测量值为[10]

$$k = (3.1 \pm 0.3) \times \left(\frac{T}{120\ \mathrm{K}}\right)^{-0.39\pm0.11} \times 10^{-7}\ \mathrm{cm^3 \cdot s^{-1}}$$

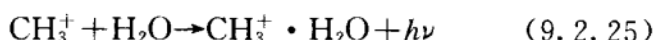
但这个值可能是由实验室中处于激发的转动和振动能级的离子造成的. 在星际环境中，离子处于较低的转动和振动能级，速率系数可能是比较小的，但理论计算还不够精确，不足以给出可靠的预言.

对于星际分子化学来说，另一个基本的不确定性是多原子离子解离复合的产物不易认定. 常用的一种假定是在解离复合过程中有一个氢原子脱离，即



$$XH_n^+ + e \rightarrow XH_{n-1} + H \qquad (9.2.24)$$

这样，甲醇就可以按以下的次序生成的：先是辐射缔合



$$CH_3^+ + H_2O \rightarrow CH_3^+ \cdot H_2O + h\nu \qquad (9.2.25)$$

继以解离复合



$$CH_3^+ \cdot H_2O + e \rightarrow CH_3OH + H \qquad (9.2.26)$$

6. 电荷转移(charge transfer)

电荷转移是如下的过程(其中 X 和 Y 是中性的原子或分子)：



$$X^+ + Y \rightarrow X + Y^+ \qquad (9.2.27)$$

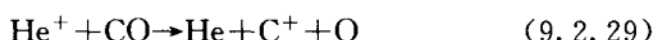
它影响星际物质的电离结构以及部分电离的数值. 如果有合适的势能曲面的话(复杂分子大都是这样)，电荷转移进行很快. 大多数分子离子的电荷转移速率系数为 $10^{-9}\ \mathrm{cm^3 \cdot s^{-1}}$ 的量级或者还要大些.

值得注意的一个例外是



$$He^+ + H_2 \rightarrow \text{生成物} \qquad (9.2.28)$$

尽管它有大的放热，仍是很慢的，80 K 时约为 $1\times10^{-13}\ \mathrm{cm^3 \cdot s^{-1}}$，在冷云的温度下还要小些. 因此在冷云中 He^+ 离子主要靠下列过程去除：



$$He^+ + CO \rightarrow He + C^+ + O \qquad (9.2.29)$$



$$He^+ + H_2O \rightarrow \text{生成物} \qquad (9.2.30)$$

(9.2.29)式的电荷转移过程中同时出现解离，它是破坏 CO 分子的主要机制.

星云中的 H^+ 离子由 H_2 的解离电离(dissociative ionization)产生. 在致密云中，它们被电荷转移反应去除，例如通过与水分子的电荷转移



$$H^+ + H_2O \rightarrow H + H_2O^+ \qquad (9.2.31)$$

或与其它粒子的电荷转移. 在弥散云中，H^+ 与 O 的电荷转移



$$H^+ + O \rightarrow H + O^+ \qquad (9.2.32)$$

是导致产生 OH 和 H_2O 的化学反应序列的第一步.

星云中的分子离子产生于中性分子与 H^+ 或 He^+ 之间的电荷转移，接着的化学反应是分子离子被解离复合过程除去.

对于低电子密度的情况，解离复合不容易发生，控制电离过程的是电荷转移到低电离的金属原子上[11]，例如



$$HCO^+ + Mg \rightarrow HCO + Mg^+ \qquad (9.2.33)$$

所以，致密云中的部分电离情况依赖于金属原子的耗尽. 前面曾经说过，原子离子只能通过辐射复合反应(见(9.2.20)式)复合，即



$$Mg^+ + e \rightarrow Mg + h\nu \qquad (9.2.34)$$

而这个过程是缓慢的，所以更可能的常常是尘埃表面上的复合[11].

在化学模型中常常假设 H^+ 和 He^+ 能够以 $10^{-9}\ cm^3 \cdot s^{-1}$ 的速率系数把电荷直接转移到金属上[12].



$$H^+ + Mg \rightarrow H + Mg^+ \qquad (9.2.35)$$



$$H^+ + S \rightarrow H + S^+ \qquad (9.2.36)$$

但 Dalgarno[5]则认为，大多数情况下这类反应是缓慢的，可以忽略，而重离子和重原子间的电荷转移如：



$$C^+ + S \rightarrow C + S^+ \qquad (9.2.37)$$



$$O^+ + C \rightarrow O + C^+ \qquad (9.2.38)$$



$$O^+ + S \rightarrow O + S^+ \qquad (9.2.39)$$

却有可能进行得很快.这是因为当它们相互趋近时所形成的势能曲面通常有复杂的结构,从而使对电荷转移有利的交叉以高概率出现.有关这方面的理论估计可参阅参考资料[5]中的引文.硫离子的复合远比碳离子快,所以碳离子 C^+ 通过反应(9.2.37)式中性化比通过(9.2.20)式的辐射复合更为有效[12].

7.化学反应

星云中的化学反应可分为中性粒子-中性粒子反应和正离子-中性粒子反应(即离子-分子反应).前者形式如



$$X + YZ \rightarrow XY + Z \qquad (9.2.40)$$

后者可以有



$$X^+ + YZ \rightarrow XY^+ + Z \qquad (9.2.41)$$



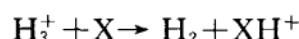
$$XY^+ + Z \rightarrow XZ^+ + Y \qquad (9.2.42)$$

以及其它形式.其中下列形式(H^+ 为质子)的反应



$$YH^+ + X \rightarrow Y + XH^+ \qquad (9.2.43)$$

有时称为质子转移(proton transfer).例如



$$H_3^+ + X \rightarrow H_2 + XH^+$$

中性-中性反应通常具有活化能势垒,因而在低温下这种反应进行很慢.能够出现的中性粒子间的化学反应大多数是原子与自由基之间的反应,例如



$$O + OH \rightarrow O_2 + H \qquad (9.2.44)$$

当 O 和 OH 相互趋近时,它们是沿着一个具有深势阱的势能曲面.反应的速率系数的理论公式为

$$k_{中性\text{-}中性} = \pi\left(\frac{3}{2}\right)^{3/2}\left(\frac{6\alpha_1\alpha_2 I}{\mu}\right)^{1/3}\langle v^{1/3}\rangle \qquad (9.2.45)$$

其中,α_1,α_2 是两个粒子的极化率,I 是与两粒子极化能有关的特

征能量. 粗略估计 $\alpha_1=\alpha_2=10^{-24}\mathrm{cm}^3$, $I=1$ 里德伯能量, $\mu=2\ m_{\mathrm{H}}$. 则[4,13]

$$k_{中性-中性}\approx 4\times 10^{-11}(T/100\ \mathrm{K})^{1/6}\ \mathrm{cm}^3\cdot \mathrm{s}^{-1} \quad (9.2.46)$$

相反，离子-分子反应通常没有势垒，即使在低温下反应进行也很快速，所以冷云的星际化学主要是离子-分子化学[5,14](掺有一些中性-中性反应).

离子与同核分子反应的速率系数决定于长程极化，它与离子-分子间距离的四次方成反比，与中性分子的极化率成正比. 碰撞频率与温度无关，通常都估计约为 $10^{-9}\ \mathrm{cm}^3\cdot \mathrm{s}^{-1}$. 许多实验证实这个简单的描述是妥当的. Anicich 和 Huntress 搜集了有关的实验数据[15]. 离子和异核分子间在大的距离下除了极化吸引力外还要加上离子电荷与异核分子的固有偶极矩的相互作用，它依赖于相互取向而且特定的取向能提供合适的反应路径. 通常假设速率系数为 $10^{-9}\ \mathrm{cm}^3\cdot \mathrm{s}^{-1}$，并且对所有的温度都适用，但是这一点并不很肯定. 一些理论研究和实验室测量都表明了反应速率系数随温度下降而增加. 反应速率系数对温度的依赖主要是因为温度不同时分子在转动能级上布居情况不同(见参考资料[5], 229 页及其引文).

在被激波、X-射线或紫外辐射加热的区域，化学反应和冷云中的不同，它在许多方面比冷云中的反应简单. 在含有 H_2 的热云中，下面这种包含 H 和 H_2 的吸热和放热反应支配着云中的化学过程：



$$X+H_2 \rightleftharpoons XH+H \quad (9.2.47)$$

云的化学组成灵敏地依赖于温度及 H/H_2 之比，这两个因素共同决定 X 和 XH 之间的平衡.

同样，在应用实验室得到的速率系数数据时必须小心，因为实验室数据通常是对应于热平衡的转动、振动布居，而前面解释过，在天体物理问题中，布居情况还依赖于密度、分子的种类以及辐射

俘获. 比如，在低密度条件下，由振动能推动的化学反应尽管温度很高也是很慢的；反过来，如果某种抽运机制使得振动能级得到足够布居，则即使温度很低化学反应也能够很快进行. 下面举两个例子，一个是



$$He^+ + H_2(v = 0) \rightarrow HeH^+ + H \qquad (9.2.48)$$

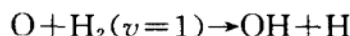
它的速率系数是 $10^{-13}\ cm^3 \cdot s^{-1}$，而当氢分子处于振动激发态时，



$$He^+ + H_2(v \geqslant 1) \rightarrow HeH^+ + H \qquad (9.2.49)$$

速率系数增加到 10^{-9}到 $10^{-10}\ cm^3 \cdot s^{-1}$之间. 因此，在激波后的致密气体中(振动激发态布居增加)，情形将与前面"6. 电荷转移"一节中由(9.2.28)式和(9.2.29)式所描述的相反. He^+会优先经由反应(9.2.49)被 H_2 去除掉，因而减少了它破坏 CO 的效率.

另一个被振动激发加强的例子是



$$O + H_2(v = 1) \rightarrow OH + H$$

§9.3　星际分子形成和破坏的机制——Ⅱ. 固体表面反应

星际分子的固体表面反应包括下面这几个步骤：

(1)气态粒子 X 因与星际固态尘粒 g 碰撞而被吸附在其表面上；

(2)然后它在尘粒表面上迁移，直到与另一个原来已在尘粒表面上的粒子 Y 相遇；

(3)如果条件合适它们将形成新的分子 XY；

(4)而后，在某种因素(可以是因为分子从反应中的放热或外来辐射或宇宙线获得能量，也可以是因为其它伴随着恒星形成和演化出现的事件的作用)的作用下，已形成的分子又从尘粒表面移去而释放到星际气体中.

这里说的粒子可以是原子、分子、离子或基. 尘粒能够吸收碰

撞及形成分子时释放的能量，保证了过程中的能量、动量守恒. 这是一种气-固两相界面上的反应. 比起气态反应来，它涉及的因素更多、更复杂，其中包括尘粒及其表面的性质(如尘粒成分、尘粒表面成分、大小、温度及其它物理、化学特性)；原子或分子与尘粒碰撞的速度；尘粒表面和原子、分子的结合力的性质；在尘粒上的粘结、蒸发、迁移的情况；表面上化学反应的类型及特点；分子形成的机制以及分子形成后从尘粒上逸出或在其表面上粘结的情况等. 上述每一个步骤的概率的大小依赖于这些因素. 困难在于，这些因素中有不少问题(包括像尘粒及其表面成分这样根本性的问题)目前还不完全清楚，使得固体表面反应的研究带有很大的不确定性.

9.3.1 尘粒及其表面

星际尘粒的主要来源是质量损失的晚型星(包括富氧的刍藁型变星，OH-IR 星，碳星). 少部分来自超新星、新星及沃尔夫-拉叶星. 但现在还不清楚恒星是否是星际尘粒的惟一来源，或者说是否某些尘粒也能在星云中直接形成.

一般认为，星际尘粒是大小约为 $10^{-5}\sim10^{-6}$ cm 的固态微粒，其成分可能包括(1)冰状(固态)的水、氨、甲烷；(2)碳质的颗粒；(3)矿物. 如二氧化硅、硅酸镁、三氧化二铁之类. 实际上，这种看法的观测基础并不太充分，因为很长一段时间中，对太阳系外的尘粒只有由红外、可见和紫外波段测得的星际消光和偏振的观测数据. 而要想从观测的频谱特征证认出它所归属的载体并不是一个轻而易举的工作——频谱特征的不惟一早已众所周知，同一个谱线可以对应两种或两种以上不同的物质(比如，Czyzak[16]很早就指出天然石墨的消光曲线与无序碳是类似的). 加之，现在看来尘粒是由高度无规和/或高度混合的材料构成的，在无规混合的情况下，分子的谱线特征可以是已知纯晶态物质谱线的各种变换，这更使证认复杂化.

星际条件下的尘粒表面性质及参数的准确数据也是不容易获得的，模拟实验也很难做，因而不得不求助于理论计算，而理论模型都有一定简化，分析出来的结论往往是比较间接的.这是许多理论计算的基本缺陷.尘粒及其表面的性质的不确定性给固体表面反应研究带来根本性的困难，譬如，若是无序碳的假设是对的，则分子在石墨表面形成的理论计算就失去了存在的前提.为了弄清尘粒成分还有许多工作要做，其中，从新的来源获取信息是一个重要方面.

近 10 年来在对致密云背后的和嵌在致密云中的天体做红外观测时，发现有一些广泛存在的红外特征吸收谱线.它们被认为是来自尘粒表面冰状覆盖层上的简单分子 H_2O ，CH_3OH 和 CO.对固态 H_2O 的证认是根据它的 OH 键的 3.08 μm 及 6.0 μm 振动谱线.谱线的峰值位置和宽度表明这些 H_2O 位于强氢键——可能是富 H_2O 的环境中.固态 CH_3OH 的证认是根据其 CH 键的 3.5 μm 及 6.85 μm 振动谱线，它也位于氢键环境（猜想也是部分地富 H_2O 的成分）之中.固态 CO 的证认是根据一条弱的 4.675 μm 吸收，与前两种相反，它主要是位于非极性的覆盖层成分之中，这种非极性成分可以是富 CO 的，或者是像 O_2 或 CO_2 之类的分子.除了以上 3 种分子外，还可能有痕量的像 H_2S 和 OCS 等分子也得到倾向性的证认.Tielens 的文章[17]对此有一个综合评述.

Buch[3]除了利用红外吸收谱线的数据外，还利用了来自哈雷彗星的近距测量结果和由同温层采集到的行星际尘粒(interplanetary dust particles，IDPs)的分析数据.他假定彗星及 IDPs 能够保持原始（形成太阳系的）星云中的尘粒的许多特性，由此推测致密云中尘粒主要成分是：(1)矿物质：以各种形式的富镁硅酸盐（如橄榄石 $(Mg,Fe)_2SiO4$）、辉石（$(Mg,Fe)SiO_3$，$CaMgSi_2O_6$）、玻璃、或硅酸盐的水合物）为主，少量金属及金属的硫化物、碳化物和氧化物；(2)弱晶化的碳有机聚合物，包在矿物质

颗粒外面，它们也可以不仅是一层外膜而是呈“核”状，就像在哈雷彗星处检测到的“纯”CHON（指轻元素碳氢氧氮）颗粒；(3)覆盖在尘粒表面的“脏冰”覆盖层，主要是水和碳氢化合物，少量来自 CO，CO_2，NH_3 和 CH_4.

还有人提出[3,18]，发光天体（例如猎户座的热核和各种原恒星）可以把周围云中尘粒覆盖层的相当大的一部分蒸发，因此对这类区域的气相化学成分的观测可以成为除红外谱线观测外的另一种探测冰状尘粒覆盖层化学成分的手段.

除了尘埃及颗粒外，近些年来有愈来愈多的迹象使人猜测星际空间还存在着非常大的分子，如多环芳香烃（polycyclic aromatic hydrocarbons，PAHs）和富勒烯（fullerenes）. 但这里面还存在着一些问题有待继续研究，例如某些 IDPs 的拉曼谱线又与 PAHs 或氢化的无定形碳(HACs)的红外发射谱非常类似.

9.3.2 尘粒的温度

影响尘粒温度的因素包括尘粒本身及其表面的性质、宇宙线的加热、星际辐射场与尘粒的相互作用、气体原子分子与尘粒的碰撞、星际激波的加热以及尘粒表面化学过程中放热和吸热的影响等. 不同的天文环境中尘粒温度差别是很大的. 温度的数值可通过天文观测数据推测（参看 5.5.4 节）. 理论计算也可以对各种因素作出估计. 下面给出一个常用的计算星际辐射场造成的尘粒温度的公式.

在达到稳定状态后，单位时间内尘粒从辐射场吸收的能量应等于尘粒以辐射形式发射的能量，所以有

$$\int F(\lambda)\alpha(\lambda,T_g)\mathrm{d}\lambda = \int R(\lambda,T_g)\ \mathrm{d}\lambda \qquad (9.3.1)$$

式中 $F(\lambda)$ 是入射辐射流量，$\alpha(\lambda,T_g)$ 是尘粒表面的吸收系数，所以等号左边代表吸收的能量；$R(\lambda,T_g)$ 是尘粒表面的发射本领，所

以等号右边代表发射的能量. 其中 T_g 是尘粒的温度. α 和 R 的函数形式强烈地随不同的表面物质而变化，但根据基尔霍夫定律，任何一种物质的 R 和 α 之比是个普适函数

$$R/\alpha = (4\pi/c) \times \rho(\lambda, T_g) \qquad (9.3.2)$$

$\rho(\lambda, T)$ 是表达黑体辐射能量密度的普朗克公式. 代入(9.3.1)式有

$$\int F(\lambda)\alpha(\lambda, T_g)d\lambda = \frac{4\pi}{c}\int \rho(\lambda, T_g)\alpha(\lambda, T_g)d\lambda \qquad (9.3.3)$$

由此可根据设定物质的吸收系数 α 和设定的 F 求出尘粒的温度 T_g.

一般认为大多数情况下尘粒温度很低，常在 10～20 K 的范围. 所以表面似应如前面所述被一层凝结的物质覆盖，凝结层可以是冰或固态的 CH_4, NH_3, CO, CO_2 等. 若是这样则尘粒本来的表面对化学作用的影响就无关重要了. 不过 Tabak 对铁尘粒的吸收系数的计算得到，温度可到 100 K 以上[19(a)]. 定性的看，这是因为金属的自由电子对光波的吸收率较高. 它的表面上分子可能容易去吸附，因而没有覆盖的膜.

尘粒温度受多种因素影响，有些重要的因素(例如尘粒及其表面性质)目前并不十分清楚，因而有些温度的估计是比较粗糙的.

9.3.3　尘粒表面吸附的性质　粘结系数

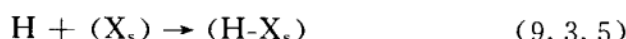
固体吸附气体分子可分为物理吸附和化学吸附. 物理吸附是由于范德瓦尔斯力. 化学吸附则是由于尘粒表面的原子或分子与被吸附的原子或分子之间产生化学键(实质上是在尘粒表面形成了化合物).

理论计算氢原子在尘粒上的物理吸附常用的是 Lennard-Jones 近似，其中氢原子与表面某一个原子间的相互作用势能公式是

$$\varphi(r) = 4\epsilon\left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6}\right] \tag{9.3.4}$$

r 是氢原子与表面原子间的距离，ϵ 和 σ 分别是强度参数和范围参数，右边第一项是近程排斥力，第二项是范德瓦尔斯力中的色散力，它是吸引力. 结合能是氢原子对表面上每一个原子的相互作用势能求和.

氢原子 H 与表面原子(X_s)的化学吸附可用下列反应式表示



$$H + (X_s) \rightarrow (H\text{-}X_s) \tag{9.3.5}$$

其中(H-X_s)表示 H 与 X_s 形成化学键. 氢原子去化学吸附而形成氢分子的过程用下式表示



$$2(H\text{-}X_s) \rightarrow H_2 + 2(X_s) \tag{9.3.6}$$

化学吸附的速率系数与尘粒表面原子的性质有关.

其它粒子在表面上的吸附情况更为复杂，具有饱和键的粒子在惰性表面的吸附是由于范德瓦尔斯力，而具有未饱和键的自由基或原子在冰或石墨尘粒上可能出现所谓“半化学吸附”，即随着入射粒子与尘粒表面距离的接近，吸附性质由物理吸附过渡到化学吸附. 一般说来，吸附的情况很强地依赖于表面特性，当表面被 H_2O 或 NH_3覆盖时，氢键将变得重要. 氢键作用于 O,N 原子和它们的自由基和分子. OH 对 O 、N 原子的氢键能为 6～7 K · mol^{-1},NH 对 O 原子的氢键能为 2～4 K · mol^{-1}. 但氢键不作用于 C 原子.

粘结系数 S 指气体粒子与尘粒碰撞后粘附在尘粒上的概率. 它是气体的动力学温度 T_k 的函数. $S(T_k)$ 的值对分子在表面的形成以及反应速度都有关系，是表面物理的重要参数之一. Hollenbach[20(a)]曾用经典近似讨论过这个问题. 他的考虑是，设入射粒子质量为 m ，入射能量为 E_i，尘粒表面原子或分子质量为 m_g，温度为 T_g，表面与入射粒子的吸附能深度为 E_{ads}. 入射粒子必须失去能量才能稳定地吸附在表面上. 如果每次碰撞时入射粒子

转给表面原子的能量为 ΔE_S，且入射粒子质量很轻，$\Delta E_S \ll (E_i + E_{ads})$ 则每次碰撞只转移一小部分能量给表面，则入射粒子入射后必须在表面上反复碰撞（弹跳）多次（即碰撞后被弹回，再被吸引碰撞再弹回）. 大多数实际情况下有 $\Delta E_S \ll E_i \ll E_{ads}$，入射粒子要弹跳若干次然后被吸附或者逃逸. 先计算出 ΔE_S，然后计算 n 次弹跳后粘在尘粒上的概率，得出在只有物理吸附的情况下，比氦重的分子 $S(T_k \leqslant 100\ K) \approx 1$，氢原子约为 0.1～0.5. 如有其它因素（例如化学吸附）增加表面与入射粒子的吸引力，则 $S(T_k)$ 将增加. Pagni 的半经典计算[21]则得到 H，C，N，O，S，Si 在石墨或硅尘粒上的粘结系数为 $S>0.5$，若表面被 H_2，H_2O，NH_3，CH_4 等覆盖时 S 值可能变小.

目前一般相信 S 的数值在 1 的量级[3]，这种"相信"主要是基于在用表面形成机制（粘附是其中第一步）解释弥散云中氢分子的观测数据[22,23(a)]时的推导结果（见后面 9.3.6 节），以及理论的研究[24]. 粘结系数对表面化学的影响很大，粗略的估计值在更仔细的研究中是不够的.

9.3.4　粒子在尘粒表面上的迁移

气体粒子（原子、分子、离子或基，下同）被尘粒吸附时，最初落到的位置上不一定恰巧存在另一个粒子，它在遇到另一个粒子而发生化学反应前，必须经历在尘粒表面上迁移的过程. 迁移需要一段时间 t_{tr}，时间长短与吸附粒子在表面的势能分布、大小、尘粒温度、吸附粒子的能级特性等有关. 如果表面是规则的晶格，势能分布是周期性的，则比较容易计算. 一般情况当然相当复杂，但不管怎样可以想像吸附粒子在迁移中要经过一些势能的极大值和极小值，换言之，要经过势垒 E_B. E_B 的值决定于表面及吸附粒子本身的特性. 在物理吸附情况下，一般估计 $E_B \approx (1/2)E_{ads}$，但这不适用于化学吸附.

吸附粒子可以通过经典的热跳跃或量子力学隧道效应越过势垒. 热跳跃越过附近一个势垒所需时间为 t'_t

$$t'_t = \nu_0^{-1}\exp(E_B/kT_g) \quad (9.3.7)$$

ν_0 是晶格特征振动频率,$\nu_0^{-1}\approx 10^{-12}$ s. T_g 是尘粒温度. 由于是无规运动,穿过 N 个晶格所需时间 $t_t(N)$ 为 $N^2t'_t$

$$t_t(N) \approx 10^{-12}N^2\exp(E_B/kT_g) \quad (9.3.8)$$

隧道效应贯穿附近一个势垒所需时间为 t'_q

$$t'_q = \nu_0^{-1}\exp\left\{-\frac{2}{h}\int_{r_1}^{r_2}|p|\mathrm{d}x\right\}\approx\frac{4h}{\Delta E_b} \quad (9.3.9)$$

其中 $p=\sqrt{2m(E-V(x))}$,$V(x)$是势垒,E 是粒子总能量,ΔE_b 是最低能带带宽. 对理想晶体,隧道效应通过 N 个晶格所需时间为

$$t_q(N) = Nt'_q \quad (9.3.10)$$

对非理想晶体,设有 N_s' 个散射位置(较低吸附能位置),N 个增强位置(较高吸附能位置),则迁移到最近邻增强位置所需时间是

$$t_{tr} \approx \frac{(NN'_S)^{1/2}}{N'}t'_q + \frac{N}{N'}\nu_0^{-1} \quad (9.3.11)$$

9.3.5 分子形成与去吸附对尘粒温度的要求

分子在尘粒表面形成后,还必须能够从表面逸出(去吸附)成为气相分子才能够通过它的谱线被我们观测和证认. 所以需要研究去吸附的条件和机制. 下面先做一般的考虑.

气体粒子与尘粒碰撞时粘附的比率是较高的(粘附系数 $S\approx$ 1). 冷云的温度估计为 7~17 K,这个温度虽然足以把 H,H_2,He 蒸发,但不能蒸发 CO 等重粒子. 所以人们相信必然还存在着某种有效的机制把吸附在表面上的或在表面上化合生成的挥发物质从尘粒表面移去,因为否则的话所有气相的氧、碳和氮将在相当长的时间后被尘粒的吸附耗净,而这是与观测事实相悖的[25]. 下面讨

论几种可能的原因[3].

实验上已观察到，气体在冷的表面上非常缓慢的凝结将产生特殊形式的固体，它是热力学上不稳定的，无定形，高度疏松并且是挥发性的.从物理上看这大概是因为分子在表面上的迁移率比较低，“来不及”在表面上找到能量最低的结构，因而表面附着是不稳定的.这种附着暴露在诸如表面化学反应、光子吸收等各种局部加热事件中.而疏松且无定形的表面因不容易导热会使局部加热很强.可以想到的结果是那些弱束缚的品种将被优先地从覆盖层排斥出去.

覆盖层不稳定性的另一个来源是嵌在其中的基，它们可由紫外线、宇宙线或化学反应产生，也可由气相的基“冻结”而成.化学上不稳定的基会由于某种原因(例如宇宙线、X-射线或尘粒间的碰撞)触发而引起所谓“化学爆炸”，即嵌入的基集体地发生复合反应造成爆发性的覆盖层去除.这种现象在实验室中也已经观察到了.

覆盖层去除的问题还有其它一些建议，包括激波[26]；星云外层的湍流继以光致去吸附[27]等等，究竟哪种过程更为重要目前还不清楚.现在普遍地有一种“周期循环”的看法，认为尘粒表面上有一段时间的覆盖层的积累过程.继此之后，会有某种形式的剧烈活动把大部分覆盖层去除，只留下少量的非挥发性的有机物残余涂敷在尘粒上，它们包含着尘粒生命早期物质的遗迹.对 IDPs 的拉曼谱的研究(它揭示出涂敷在硅尘粒上的碳质物)支持上面这种看法.

分子在尘粒表面的形成和去吸附与表面的物理化学条件密切相关，但定量的处理比较复杂.下面用氢分子在电介质尘粒上形成及蒸发的一个简化模型来讨论尘粒温度与分子形成和去吸附的关系.设尘粒表面上有 $N\approx10^6$ 个规则的晶格位置，全部晶格位置对 H 和 H_2 的吸附能分别为 $E_{ads}(H)$ 和 $E_{ads}(H_2)$；令 S,n,v 和 $S_2,n_2,$

v_2 分别为 H 和 H_2 的粘结系数,数密度,热运动速度;ν_0 为晶格的特征振动频率;σ_g为尘粒的截面;T_g 为尘粒表面温度.于是可以得到一个氢原子蒸发所需时间

$$t_{ev} \approx \nu_0^{-1}\exp[E_{ads}(H)/kT_g] \quad (9.3.12)$$

一个氢分子蒸发所需时间

$$t_{ev_2} \approx \nu_0^{-1}\exp[E_{ads}(H_2)/kT_g] \quad (9.3.13)$$

一个氢原子粘住所需时间

$$t_s = (Snv\sigma_g)^{-1} \quad (9.3.14)$$

一个氢分子粘住所需时间

$$t_{s_2} = (S_2n_2v_2\sigma_g)^{-1} \quad (9.3.15)$$

从一般的考虑可知氢分子要在表面晶格上形成并陆续蒸发需要满足 3 个条件:

首先是后来的氢原子必须在先来的氢原子蒸发之前粘到尘粒上,亦即

$$t_s < t_{ev} \quad (9.3.16)$$

其次必须要求氢分子的蒸发比粘着快,即一个分子粘着需要的时间必须比 N 个位置中有一个分子蒸发所需的时间长

$$t_{s_2} > t_e v_2/N \quad (9.3.17)$$

否则经过一段时间后尘粒表面将全被氢分子所覆盖.

最后,氢原子必须在自己被蒸发前与另一个氢原子相遇,写成

$$t_{tr} < t_{ev} \quad (9.3.18)$$

t_{tr}是氢原子从开始粘附的位置迁移到与另一个氢原子相遇的位置所需要的时间.对理想情况(完整晶格)的理论计算表明 $t_{tr}<t_s$,所以只要(9.3.16)式能满足,(9.3.18)式就一定能满足.现在问题就看(9.3.16)与(9.3.17)式能否满足.下面看出,要满足这两个条件就限制了尘粒的温度范围.设 T_g 等于某临界温度 T_c 时,$t_{ev}=t_s$,则由等式(9.3.12)及(9.3.14)得

$$t_s = \nu_0^{-1}\exp[E_{ads}(H)/kT_c]\tag{9.3.19}$$

$$T_c = \frac{E_{ads}(H)/k}{\ln(t_s\nu_0)} = \frac{E_{ads}(H)/k}{\ln(\nu_0/snv\sigma_g)}\tag{9.3.20}$$

可见必须当 $T_g<T_c$时才能满足(9.3.16)式.如果 $T_g>T_c$则氢原子在粘上之前原先的氢原子已经蒸发掉了.同样,设尘粒温度 T_g 等于另一临界温度 T_m 时,$t_{s_2}=t_{ev_2}/N$. 由等式(9.3.13)及(9.3.15)得

$$t_{s_2} = N^{-1}\nu_0^{-1}\exp[E_{ads}(H_2)/kT_m]\tag{9.3.21}$$

$$T_m = \frac{E_{ads}(H_2)/k}{\ln(N\nu_0 t_{s_2})} = \frac{E_{ads}(H_2)/k}{\ln(N\nu_0/s_2n_2v_2\sigma_g)}\tag{9.3.22}$$

必须当 $T_g>T_m$时才能满足(9.3.17)式.如果 $T_g<T_m$则表面将全部被氢分子覆盖,反应将不再在晶格上而是在氢分子上进行了.

两个条件同时满足的 T_g 只能在

$$T_m < T_g < T_c\tag{9.3.23}$$

的范围内.于是从以上各式看出,若能知道吸附能、数密度、热运动速度、尘粒截面和粘结系数等参数值,便可定出 T_m、T_c 的值,亦即限定了能够形成氢分子的尘粒温度.当然,这是在简化模型下的近似估算,而且其中包含着一些根据不太充分的假定,实际情况远比这复杂.但从这个例子中可以看到一种理论分析的大致方法.

9.3.6 星际尘粒表面的化学过程

星际表面化学强烈地依赖于尘粒成分及其表面的性质,而在目前,这些成分和性质还不能十分肯定.这使得各种化学过程的理论计算,即使是研究得最多的氢分子的表面形成,都不得不带有许多假定.由于氢分子在星云中的重要地位,我们把它分出来单独讨论.

氢分子

曾经用各种模型对氢分子的形成作过计算,如电介质表面[20(b)]、石墨表面[28]、金属表面[19(b)]上的物理吸附或化学吸附等.

现以电介质为例介绍计算结果.假设的模型仍是气体氢被电介质的完整晶格表面物理吸附.吸附能 $E_{ads}(H)/k=400$ K,$E_{ads}(H_2)/k=550$ K,粘结系数 $S=S_2=0.5$,数密度分别为 $n\approx10^3\ cm^{-3}$和 $n_2\approx10\ cm^{-3}$,热运动速度 $v=v_2\approx10^5\ cm\cdot s^{-1}$.代入(9.3.12)式和(9.3.14)式得到 $T_c=13$ K,$T_m=11$ K.即原子氢只在 11 K 到 13 K 的温度范围内才能形成氢分子.当然,完整晶格的假设只是便于计算的理想情况,实际的表面总是不规则的,例如具有杂质和缺陷,氢在这种表面的吸附能较高,因而将使蒸发速率降低(亦即使 t_{ev}提高),结果是临界温度 T_c 提高.即能够生成氢分子的温度范围加大.

计算得到,分子氢形成后去吸附即从冰晶尘粒表面逃逸出来是容易做到的(只要求尘粒有高于大约 15 K 的温度),可以认为形成的分子全部逸出.下面是根据碰撞理论对氢原子在尘粒表面上物理吸附后形成氢分子并去吸附回到气体状态的速率的一个估计[29].

$$\left[\frac{dn_{H_2}}{dt}\right]=\frac{1}{2}\gamma\langle v_H\rangle n_g\langle\sigma_g\rangle n_H \qquad (9.3.24)$$

式中$\langle v_H\rangle$是氢原子的平均热运动速度,$\langle\sigma_g\rangle$是尘粒的平均几何截面,γ 是氢原子结合成氢分子的结合系数,若近似认为凡是能够粘附到尘粒表面的氢原子都能结合成分子,则结合系数 $\gamma\approx S(T_K)$,$S(T_K)$ 即温度为 T_k 时氢原子入射到尘粒上的粘结系数,n_g、n_H 分别是尘粒和氢原子的数密度.现在设$\langle v_H\rangle=1.0\times10^5\ cm\cdot s^{-1}$,尘粒半径 $r_g\approx0.15\ \mu m$,假定冷电介质表面上 $\gamma\approx1/4$,根据星云中尘粒与气体的质量比为 1%以及尘粒比重的估计得出 $n_g=1.2\times10^{-14}n$,其中 $n=n_H+2n_{H_2}$是氢的总数密度.把这些数据代入(9.3.24)式得到

$$\left[\frac{dn_{H_2}}{dt}\right]=10^{-17}n_H\,n\ cm^{-3}\cdot s^{-1} \qquad (9.3.25)$$

式中 n_H 和 n 均以 cm^{-3} 为单位，此式与气相反应的速率系数定义（见 9.2.1 节）比较可以看出，形式上，这里的 10^{-17} 相当于一个气相反应的速率系数. 所以上面的写法便于与气相反应相比较. 文献中也常把它形式地定义为固体表面反应的“速率系数”. 上述的估计比较粗糙而且限定了表面是电介质. 对其它性质表面的类似计算还有不少，得到的“速率系数”差别相当大. 除此以外，人们还考虑过与氢分子有关的多种气相反应（包括形成与解离的反应）. 在一个星云中，它们与各种固体表面反应是同时存在而且相互关联的[19(c),29]. 严格的做法应该将各种反应的方程联立求解. 其中究竟哪一种机制对氢分子形成起主要作用也需要针对各种不同天文环境中做更细致的分析.

实际上，目前对氢分子已经有了一种被普遍采纳的结论，即无论是在弥散云或是在致密云中，尘粒表面复合都是形成氢分子的主要机制. 在冷的星云中，辐射缔合（9.2.4）式和辐射附着（9.2.9）式的速率都是慢的，尘粒表面反应将是氢原子转变为氢分子的惟一机制[30]. 这种看法是根据对小的弥散云（它对紫外辐射无自屏蔽作用）中 H_2 与 H 之比的观测[22]. 从估计的光解离率可推算出，为产生与观测一致的 H_2，首先必须有很高的 H_2 形成速率，而已知的机制中只有表面复合能够具有所要求的高形成速率；除此以外，还必须要求氢原子向尘粒的每一次碰撞都能形成 H_2，这就意味着当氢原子与尘粒碰撞时有 $\gamma \approx S(T_k) \approx 1$[3]. 已有一些机制被用来说明如此高的反应效率[19(b),20(b),23(b)]. 尽管目前还缺乏与天文过程有关的氢分子复合反应速率的实验测量数据，表面复合已是公认的机制.

其它分子

尘粒表面形成对其它分子也是重要的形成机制，它与气相反应形成是并行的两条形成分子的途径. 在冷星云的低温下，这两种途径都只能经过放热反应进行；而且一般情况下，那些要求较高活

化能(即要越过反应物和生成物间的势垒)的反应也都是不可能的. 像稳定分子与稳定分子的化学反应活化能的量级在 $10^5\ \mathrm{J}\cdot\mathrm{mol}^{-1}$,它们相遇时除非温度很高,否则不论气相或尘粒表面反应都不会进行.

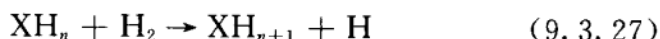
气相反应中一般认为离子-分子反应占主要地位[5],但在尘粒表面上,最基本的是自由基(指具有可用来成键的自由电子的粒子)的复合反应[3],它在尘粒表面化学中变得有效(这一点与气相化学中的情况相反)是因为尘粒可作为第三体来容纳多余能量. 上面讲到的尘粒表面氢分子的形成实际上也是这种复合反应的一个特例.

覆盖膜表面上重要的复合反应中还包括下列形式的 O,C 和 N 原子的氢化(其中,X=O,C,N):



$$XH_n + H \rightarrow XH_{n+1} \qquad (9.3.26)$$

这类反应能够形成 H_2O,CH_4 及 NH_3. 但应注意,类似的和氢分子的反应



$$XH_n + H_2 \rightarrow XH_{n+1} + H \qquad (9.3.27)$$

却因活化能太大,在覆盖膜表面化学中不起重要作用(只有 $OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$ 是例外).

下列两种反应也是在气相反应中无效而在表面反应中能够实现的. 一种是与氢原子的活化的放热反应. 它是通过隧道效应进行的. 隧道效应对每一个碰撞的贯穿概率是很小的,所以在气相反应中它的作用不大. 但在表面反应中氢原子与相邻的反应伙伴有很高的碰撞频率,补偿了低的贯穿概率. 按 Buch[3]估计,氢原子在被蒸发前可以有效地贯穿的反应势垒值的上限当 $T_g = 10\ \mathrm{K}$ 时可达 $E_B \approx 8\,000\ \mathrm{K}$;当 $T_g = 20\ \mathrm{K}$ 时为 $E_B \approx 2\,000\ \mathrm{K}$. 因而原子 H 与其它原子、分子和基的反应,特别是 H 与 CO、O_2 和 H_2CO 的氢添加和氢提取反应(hydrogen addition and abstraction reaction),在尘粒表面化学中起重要的作用. 考虑到气相 CO 的高丰度,下面这种

通过隧道效应进行的反应是很重要的：



$$CO + H \rightarrow HCO \qquad (9.3.28)$$

它的势垒只有 1 000 K(实验室研究也已证明，在 10 K 的基质上面，这个反应是快速的)，生成的自由基 HCO 可以与 H 反应形成 H_2CO. 甲醛与氢原子的反应是不固定的. 在高温下主要的将是因氢提取反应而重新形成 HCO；而理论与一些实验则表明，在低温下有利于发生氢添加反应而在表面上产生 CH_3O. 进一步与 H 原子反应导致 CH_3OH (甲醇)[17]. 当然，上述反应序列的中间产物也可能与其它丰度较高的活泼的品种发生反应而产生像 HCOOH 或各种氘化分子. Tielens 等建议在尘粒表面与把 O,O_2 变换到 H_2O 相同的还原条件也能够导致 CH_3OH . 在这方面有不少理论计算，但实验室测量还很欠缺，进一步的测量如低温下氢添加反应的数据对检验尘粒表面反应理论将是非常重要的.

另外，下列这种势垒贯穿反应



$$XH + H \rightarrow X + H_2 \qquad (9.3.29)$$

可能也是氢分子在表面形成的机制之一[23(b)]，其中 XH 表示表面上的某种分子如碳氢化合物等.

理论研究表明，除 H 以外，O 在表面上也能够有效地穿过势垒. 所以 O 与其它原子、分子和基的表面反应也是重要的. 在活化能势垒高过 500 K 时，O 的势垒贯穿受阻，但这可以允许在尘粒表面上发生天体物理中重要的与 CO 的反应.

另一种是光化学过程，凝集与聚合：在气相反应中密度很低，光化学过程只是单个分子的光解离和光电离. 而在覆盖膜中光子的吸收能够感生包括两个或更多相邻分子的反应. 特别是碳生成的分子能够凝集和聚合成为大的有机分子. 表面反应可以是我们在宇宙空间观测到的大有机分子的主要源泉. d'Hendecourt 等曾研究过低温下"脏冰"表面由紫外光子感生的新分子[31]. 我们在 9.1.3 节曾经提到致密云中可以有宇宙线造成的次级紫外光子，所

以致密云中也能够发生这种光化学过程.

从尘粒表面化学的研究中人们逐渐认识到,对分子形成有基本意义的表面覆盖层在整体的星云化学过程中其实并不能视为一成不变的,它本身的化学组成(因而相应的各种特性)同样有一个形成和演化的过程.所以比较理想的办法应该是把星际分子在尘粒表面形成的问题与尘粒表面覆盖层的化学演化综合起来统一考虑.当然实际做起来困难是很大的.目前关于尘粒覆盖层的形成和演化方面已有一些模型计算,但由于各种不确定性很难做到精确.进展更多的是定性的讨论.关于这个问题在参考资料[17和3]中有简要的综述.

§9.4　早期宇宙的化学

按照标准宇宙学模型,大爆炸后 100 s 左右,温度降到 10^9 K,短暂的核合成时代(nucleosynthesis era)开始,大量氦核及痕量的氘核与^{7}Li 产生,中子冻结在轻原子核内.这时,几乎所有的电子与正电子都已经成对湮没变成光子,只剩下由于物理学定律中稍许的不对称性而造成的比正电子稍多的电子在湮没结束后保留下来.由于辐射场中高能光子的存在,保证了所有的原子都是充分电离的,整个宇宙处于等离子态.随着宇宙继续膨胀,到了大爆炸后 30 万年左右,温度终于降低到几千度.此时,光电离不再有效,亦即光子脱耦.于是中性的氢、氘、氦、锂原子便通过电子与核的辐射复合而形成,复合时代(recombination era)开始,宇宙从等离子态变成基本上是中性的气体.光子脱耦后,物质与辐射场失去热接触开始各自分别演化.这时,化学(以及与它同时开始的分子天体物理学)的黎明便到来了,宇宙中开始了化合过程并出现分子.

复合后残余的离子和电子是形成第一个中性氢分子的催化剂.它们通过两种机制产生氢分子:

(1)辐射缔合继以电荷转移[32]



$$H + H^+ \rightarrow H_2^+ + h\nu \tag{9.2.4}$$



$$H_2^+ + H \rightarrow H_2 + H^+ \tag{9.4.1}$$

(2)辐射附着继以缔合脱离[33]



$$H + e \rightarrow H^- + h\nu \tag{9.2.9}$$



$$H^- + H \rightarrow H_2 + e \tag{9.2.10}$$

以上两种机制形成氢分子的效率会被下列过程削弱:一是(9.2.4)式所产生的 H_2^+ 会因为解离复合



$$H_2^+ + e \rightarrow H + H \tag{9.4.2}$$

而变成中性氢原子.另一个是(9.2.9)式所产生的 H^- 会因为相互

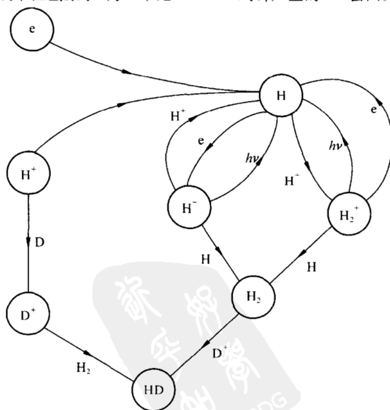


图 9.4　早期宇宙的氢化学模型[34]

中性化



$$H^- + H^+ \rightarrow H + H \qquad (9.4.3)$$

而变成中性氢原子.这两个过程所产生的氢原子中的一个是激发态.然而,这两个过程的逆过程(如果两个氢原子都处于基态的话)则是很慢的.

参考资料[34]中还提出早期宇宙中,宇宙背景辐射场对(1)、(2)两种机制的破坏作用:



$$H^- + h\nu \rightarrow H + e \qquad (9.4.4)$$



$$H_2^+ + h\nu \rightarrow H + H^+ \qquad (9.4.5)$$

也限制了氢分子的丰度.

图 9.4 是早期宇宙化学模型的示意图.其中包括了上述各种反应过程.还包括了由电荷转移



$$H^+ + D \rightarrow H + D^+ \qquad (9.4.6)$$

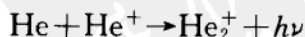
继以离子化学反应



$$D^+ + H_2 \rightarrow H^+ + HD \qquad (9.4.7)$$

产生氘化分子 HD 的过程(HD 也能通过类似(1)和(2)的机制产生,但是(9.4.6～9.4.7)式的过程更为快速).图中每一个箭头加上它连接的一对圆圈表示一种化学过程,箭头前的圆圈中和箭头边上所标的符号表示反应过程前的化学物质或电子、光子.箭头后的圆圈中是反应后的主要化学产物(另一个产物图中不标明,由相应的反应方程决定).

另外,氦分子离子 He_2^+ 在比(1)、(2)过程更早时便已通过辐射缔合



$$He + He^+ \rightarrow He_2^+ + h\nu$$

产生,但它会很快由于光解离以及与中性原子和电子的反应而分解.图中没有把它表示出来.

宇宙进入复合时代后中性气体出现,接着便在引力的作用下开始凝聚成团并逐渐形成恒星和星系.原来一片均匀的宇宙中逐

渐显现出清晰的天体．在第一个天体形成的过程中，氢分子通过它作为冷却剂的效用扮演了一个决定性的角色．下面我们简单说明这个问题．

根据金斯判据，只有气体质量大于金斯质量 m_J 时，气体才有可能坍缩成恒星．金斯质量可表为（参见（7.2.8）式）

$$m_J = \left(\frac{\pi kT}{\mu m_H G}\right)^{3/2} \frac{1}{\rho_0^{1/2}} \tag{9.4.8}$$

当一定质量的气体坍缩时，引力能转换为热能使得气体温度升高．所以除非通过辐射跃迁使气体失去能量而冷却，否则坍缩就会在一定的温度下中止．氢原子的能级结构（它的第一个激发态高出基态约10 eV，相应的跃迁在紫外波段）决定了它无法冷却低于10 000 K的气体．而分子氢则能够靠转-振能级（相应的跃迁在红外波段）被激发后谱线的发射把气体温度冷却到 100 K．HD 还能够冷却到更低的温度．

分子氢对星云的冷却作用不仅对早期宇宙演化有影响，事实上在许多情况中，只要有足够多的氢分子存在，这种作用就不可忽视．氢分子在减低金斯质量的数值上是如此的有效，以至于在实际问题中常常是必须存在某种因素去抑制分子氢的形成，以便使得星云的冷却时间超过星云内部的自由下落时间，这样才能够积累起来大的质量从而坍缩成大的天体．

氢化学也支配着前星系气体中辐射激波的行为[35]以及原星系中球状星团的形成[36]．

图 9.5 是 H、H^+、H_2 的丰度作为红移 Z 的函数[37]．在 $Z=100$ 处最后一次 H_2 丰度的加强是来自机制（1）的贡献．分子形成过程会影响宇宙中部分电离的情况，而后者在确定第一个前星系的尺度时是一个有决定意义的参数[38]．

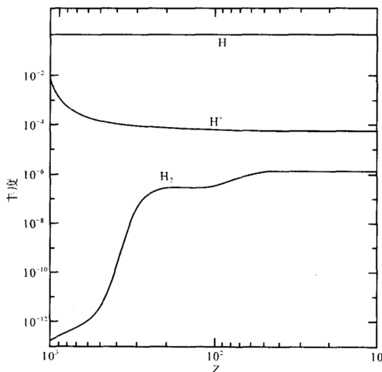


图 9.5 早期宇宙中 H_2 及 H、H^+ 丰度作为红移的函数[37]

§9.5 分子云和星周包层中的化学

9.5.1 概述

随着第一代恒星中的重元素(它是靠恒星内部的核反应制造出来的)被恒星死亡时的爆炸抛射到宇宙空间以及恒星大气中的尘埃被辐射压驱动到星际介质中.星云变成了与早期宇宙时化学成分很不相同的天体,它基本上是以氢和氦为主,搀杂微量的氧、氮、硫、硅、磷、氯等重元素并含有尘粒的稀薄气体.发生在其中的星际化学是更加复杂多样的化学过程.

另一个不同的地方是星云还受到宇宙线的照射.宇宙线和恒星产生的电磁辐射场对星云的化学过程有重要的影响.它们是星云化学中第一步反应的驱动者.

恒星产生的星际紫外光子入射并渗透到分子云中,使原子和分子光电离、使分子解离.但随着进入云的深度增加,光子被尘粒吸收,所以,分子云有一个包层.起始于吸收光子的过程主导着这个包层中的化学,而在云的深部星际光子驱动的化学过程是相对不重要的.

对于靠近外来非常强的紫外辐射源的分子云,光化学作用支配了分子云靠外层的很大一个范围中的化学过程.这种受到强紫外照射的分子云包层称为光化学区或光解离区(文献中常称为PDR, photon-dominated regions(参看图 5.38)).PDR 中的化学由光电离驱动而被光解离所限制.星际脉泽可在其中形成.这种光化学区具有广延的热边界,它的特征是氧精细结构的强发射线、分子氢的转-振跃迁和高的 C：CO 比值.

致密分子云外部包层中的化学与弥散分子云(目视消光量 A_v 在 2 星等以下)和半透明分子云(A_v 在 2 到 10 星等之间)中的化学是类似的.光化学区的深度取决于辐射的强度和星云的消光量 A_v. A_v 和星云的柱密度 N_H($N_H = 2N(H_2) + N(H) + N(H^+)$)的定量关系是

$$N_H \approx 1.9 \times 10^{21} A_v \, \mathrm{cm}^{-2} \qquad (9.5.1)$$

星际辐射场所致的光电离率和光解离率随 N_H 或 A_v 指数下降.所以致密云内部的化学与弥散云及半透明云的化学不同.

宇宙线渗入分子云中使云电离和加热.后面将看到,在致密云中,它将使氢分子电离从而驱动整个化学过程.

星云中占主要份额的是氢分子,它的数量决定于一定条件下形成和破坏过程的动态平衡.除非受到激波作用或被强辐射源照

射，分子云的温度一般是很低的（低于 100 K，在致密的内部甚至可以低于 10 K）. 如 9.3.6 节所述，辐射缔合(9.2.4)式和辐射附着(9.2.9)式过程在冷星云中都很慢，惟一能形成氢分子的机制是尘粒表面催化：



$$H + Hg \rightarrow H_2 + g \qquad (9.5.2)$$

其中 g 代表尘粒. 在 9.3.6 节中讲过，通过紫外谱线吸收的测量可以导出弥散云中氢原子与氢分子的丰度比. 用它与氢分子的形成率和破坏率比较，可以分析出尘粒表面催化的效率是很高的. 几乎每次氢原子和尘粒碰撞都能产生一个氢分子 .

氢分子的破坏主要通过光化学过程. H_2 先被分立的谱线吸收激发到高电子态，然后辐射跃迁到基电子态的振动连续态而解离. 在致密云的内部，氢分子的光解离可以忽略，氢元素几乎完全以分子的形式存在.

氢分子是同核分子，没有电偶极矩跃迁，电四极矩跃迁很弱（见参考资料[1]，98 页）. 因而除了在特殊条件下外，一般不易直接观测它的红外转-振谱线或电子跃迁谱线（参见 5.1.2 节；5.1.4 节）. 幸好广泛分布的 CO 与 H_2 有类似的生成和解离条件（它们在星云中都有自屏蔽作用，因而即使在没有尘粒时也能够存活下来；它们的解离都起始于分立的谱线吸收. 化学的论证表明，有 H_2 形成时，就有 CO 形成. 而且通过碰撞，它们的温度也是相同的），所以在天文上通常通过观测毫米波段的 CO 谱线来推知 H_2 的存在，习惯上人们把含有能够被检测到的 CO 的气体区域作为分子云的工作定义，尽管实际上分子云的主要成分几乎永远是 H_2.

在 9.2.2 节中讲过，中性粒子反应常常因为具有活化能势垒所以在低温下进行很慢，而离子-分子反应则通常是快速的，而且对不少异核分子速率系数还随温度下降而增加，所以低温下的化学过程主要是离子-分子化学.

各种类型的星云中的物理、化学条件差别很大.分子在其中形成和破坏的情况各不相同.针对不同的天文环境已经发展了许多专题的分支研究如致密云化学、弥散云化学、星周包层化学、激波后化学等,提出了各种化学过程的模型.它们的研究方法有许多相似之处.我们将比较仔细地讨论致密云和弥散云,对其它情况只做扼要介绍.

9.5.2 致密云中的化学

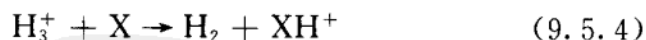
星际云中已经发现超过 100 种分子.星际化学的任务是用气相反应和尘粒表面反应说明它们产生的途径和解释它们的丰度.下面先介绍致密云中一些主要的气相反应.

随着 H_2 在云中形成,宇宙线会使它电离,产生分子离子 H_2^+.由于这时 H_2 是致密云中的主要成分,所以最有可能与 H_2^+ 发生作用的就是 H_2.于是 H_2^+ 立即通过下列化学反应转化为分子离子 H_3^+



$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H \tag{9.5.3}$$

人们普遍相信,H_3^+ 是化学反应网络图的中心一环,但直到 1996 年才在星云中检测到它的红外吸收谱线(见本书上册 265 页附录 Ⅰ).它不与 H_2 反应而是与遇到的中性粒子 X 进行质子转移



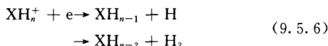
$$H_3^+ + X \rightarrow H_2 + XH^+ \tag{9.5.4}$$

其中 X 可以是 O,C,CO,S,Si,N_2 或 SiO,但不是 N 或 O_2.在 10 K 到 50 K 的低温下,放热的质子转移反应是快速的.然后,更复杂的离子由下列氢提取(hydrogen abstraction)反应序列(氢提取反应也可视为离子-中性反应的特例)



$$XH_{n-1}^+ + H_2 \rightarrow XH_n^+ + H \tag{9.5.5}$$

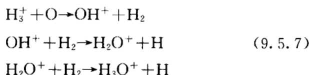
生成,直到生成的离子不再与 H_2 反应时中止.最后的离子 XH_n^+ 接着便被解离复合过程中性化,形成中性分子.即



$$XH_n^+ + e \rightarrow XH_{n-1} + H$$
$$\rightarrow XH_{n-2} + H_2 \quad (9.5.6)$$

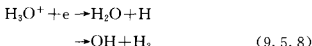
解离复合过程是快速的，只有对 H_3^+ 分子离子是例外.

由氧原子开始，而止于 H_3O^+ 的氧序列可以作为氢提取反应的实例：



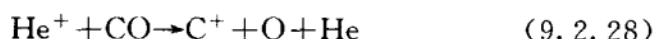
$$H_3^+ + O \rightarrow OH^+ + H_2$$
$$OH^+ + H_2 \rightarrow H_2O^+ + H \quad (9.5.7)$$
$$H_2O^+ + H_2 \rightarrow H_3O^+ + H$$

然后，H_3O^+ 中性化：



$$H_3O^+ + e \rightarrow H_2O + H$$
$$\rightarrow OH + H_2 \quad (9.5.8)$$

上述过程能够解释星际水分子和羟基的形成(参看图 9.6). 类似地，由碳原子开始的序列产生 CH_3^+. 但碳化学还受 C^+ 的影响，它是 § 9.2 提到过的 He^+ 破坏 CO 的产物



$$He^+ + CO \rightarrow C^+ + O + He \quad (9.2.28)$$

(在分子云的包层中 C^+ 则是由中性碳原子的光电离造成的). C^+ 的辐射复合过程是慢的，所以 C^+ 与 H_2 辐射缔合再继以氢提取(参看图 9.7)

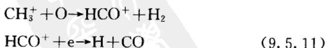


$$C^+ + H_2 \rightarrow CH_2^+ + h\nu \quad (9.5.9)$$



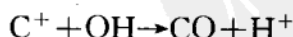
$$CH_2^+ + H_2 \rightarrow CH_3^+ + H \quad (9.5.10)$$

也产生 CH_3^+，接着是离子-中性反应和解离复合

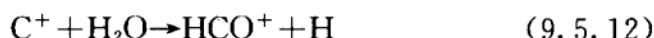


$$CH_3^+ + O \rightarrow HCO^+ + H_2$$
$$HCO^+ + e \rightarrow H + CO \quad (9.5.11)$$

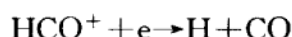
产生一氧化碳. 一氧化碳还可经由其它途径，如 C^+ 与 OH 或 H_2O 作用产生：



$$C^+ + OH \rightarrow CO + H^+$$



$$C^+ + H_2O \rightarrow HCO^+ + H \qquad (9.5.12)$$



$$HCO^+ + e \rightarrow H + CO$$

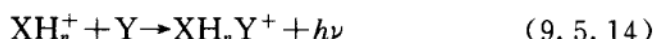
一氧化碳具有大的解离能(11.09 eV),它常是某些星际化学反应序列的最终产物.所以大多数气相的碳结合在一氧化碳中.CO 分子的破坏由前面提到过的 He^+ 的碰撞(9.2.28)式以及光解离



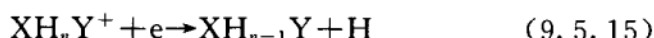
$$CO + h\nu \rightarrow C + O \qquad (9.5.13)$$

造成.

辐射缔合继以解离复合



$$XH_n^+ + Y \rightarrow XH_nY^+ + h\nu \qquad (9.5.14)$$



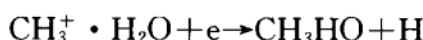
$$XH_nY^+ + e \rightarrow XH_{n-1}Y + H \qquad (9.5.15)$$

是产生复杂分子的有力机制.下面介绍几种典型分子的产生方式.

甲醇的产生序列是:

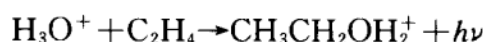


$$CH_3^+ + H_2O \rightarrow CH_3^+ \cdot H_2O + h\nu$$

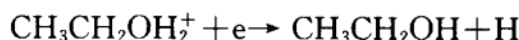


$$CH_3^+ \cdot H_2O + e \rightarrow CH_3HO + H$$

乙醇的产生序列是:



$$H_3O^+ + C_2H_4 \rightarrow CH_3CH_2OH_2^+ + h\nu$$



$$CH_3CH_2OH_2^+ + e \rightarrow CH_3CH_2OH + H$$

辐射缔合



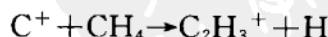
$$CH_3^+ + H_2 \rightarrow CH_5^+ + h\nu \qquad (9.5.16)$$

在形成复杂的碳氢化合物中特别重要.CH_5^+ 离子与 CO 作用产生甲烷:



$$CH_5^+ + CO \rightarrow CH_4 + HCO^+ \qquad (9.5.17)$$

碳链分子可以通过插入反应(insertion reactions)产生,如



$$C^+ + CH_4 \rightarrow C_2H_3{}^+ + H$$

继以解离复合



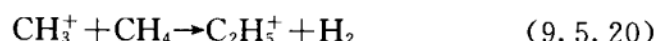
$$C_2H_3^+ + e \rightarrow C_2H_2 + H \qquad (9.5.18)$$

便产生乙炔.C^+还可以继续与反应产物乙炔作用



$$C^+ + C_2H_2 \rightarrow C_3H^+ + H \tag{9.5.19}$$

产生更长的碳链.另外,凝聚反应(condensation reactions)也同样对形成碳链分子及复杂的碳氢化合物有贡献,如



$$CH_3^+ + CH_4 \rightarrow C_2H_5^+ + H_2 \tag{9.5.20}$$

图 9.6 和图 9.7 示出一些设想的反应序列的模型.

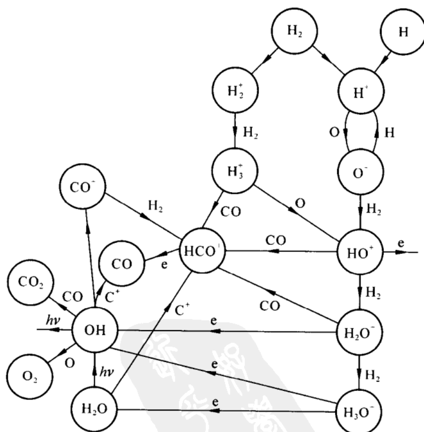


图 9.6 冷云中的氧化学[34]

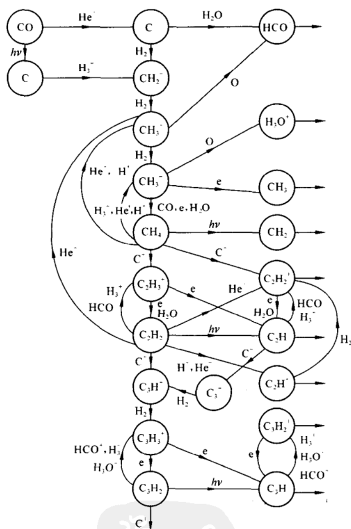
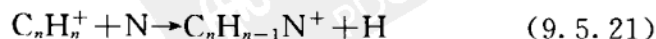
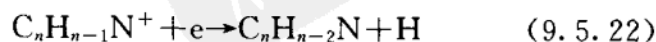


图 9.7　致密云中的离子-分子碳氢化合物化学模型网络图[2(b)]

碳氢化合物化学可以因分子离子与含重元素的中性粒子的交换反应(exchange reaction)而分岔,导致含重元素的分子产生.例如与氮原子的交换反应继以解离复合

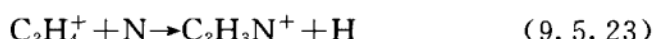


$$C_nH_n^+ + N \to C_nH_{n-1}N^+ + H \tag{9.5.21}$$

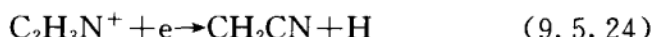


$$C_nH_{n-1}N^+ + e \to C_nH_{n-2}N + H \tag{9.5.22}$$

实例如氮化学中的氰甲基的产生：



$$C_2H_4^+ + N \rightarrow C_2H_3N^+ + H \qquad (9.5.23)$$



$$C_2H_3N^+ + e \rightarrow CH_2CN + H \qquad (9.5.24)$$

炔衍生物 HC_nN 也可以经过这种途径产生.

低温下小的中性粒子的交换反应，如在§9.2中讲到的羟基反应



$$O + OH \rightarrow O_2 + H \qquad (9.2.43)$$

仍然是快速的，它们也影响星际化学品种的最后分布状况.

在致密云内部，光子的产生是来源于宇宙线电离出来的快速电子把 H_2 分子激发到高电子态，然后发射紫外辐射. 它不仅解离CO，还解离其它星际分子并限制它们的丰度. 举例来说，图9.7中的 C_2H_2(乙炔)将因光解离而减少，乙炔是形成亚环丙烯基(C_3H_2)的原料，因而 C_3H_2 也将减少. 而且，C_3H_2 还因为自身受到的光电离而进一步减少. 另一方面，光解离对星际分子的这种破坏作用又因为CO的光解离在致密云内部提供了中性碳原子而得到部分的补偿，原因是中性碳原子随后便又参加到产生复杂分子的反应序列中去. 所以，各种反应是互相关联的. 而且，除了气相反应外，如9.3.6节中曾经谈到的，还平行地存在着各种尘粒表面反应，这两者之间也是互相关联的. 由此可见，致密云中的化学是极为复杂的过程，需要综合地加以考虑.

为了说明复杂分子的形成途径和云的化学组成，已经提出了各种各样的致密云的综合模型，其中包括了成千的化学反应. 虽然还不能肯定是否已经把所有重要的反应都考虑到了，但可以肯定其中包括了许多不重要的反应. 某些模型(例如参考资料[39～44])取得了部分的成就：譬如，根据 O^+ 及 OH^+ 与 H_2 作用的反应活性不同于 S^+ 及 SH^+ 与 H_2 作用的反应活性，解释了 C_2S 和 C_3S 相对于 C_2O 和 C_3O 的高丰度；解释了某些复杂分子的形成途径；得到了部分电离的极限值等等.

也有一些模型把尘粒表面化学也包括在内(见参考资料[14]中有关引文),不过其中许多化学问题(如尘粒的效应究竟是产生分子的源还是吸收分子的槽)尚未弄清.

另外的一类是各种依赖于时间的模型(见参考资料[5,14]中有关引文).它们显示出分子云的化学状况随着时间有明显的变化,要经过几百万年才能达到平衡.许多分子的密度在其中某个时间达到极大值.这样就增加了把云的化学成分当作演化时钟的可能性.

由于致密云中各种化学、物理以及天文因素的复杂性,所有这些模型目前都只是取得了有限的成功.

在化学方面,最大的不确定性是由于速率系数的值以及多原子离子光解离的产物和解离复合的产物都还有很多是不清楚的.尽管已经测量了许多反应的速率系数,有些甚至是在星际温度下测量的,但不确定性依然存在.因为在大多数实验室研究中,气体密度高,碰撞频繁.反应物质在转动和振动能级上的布居是按照动力学温度下的热平衡布居.但这种情况在星云中是罕见的.由于星云密度极低,自发发射概率往往大于碰撞跃迁概率,从而使得能级布居数远远低于动力学温度下的布居数(定量的讨论见§9.2中的9.2.2节).

另外,高温下碰撞激发是更为有效的.但必须注意不要把高密度下的碰撞激发与高温造成的效果相混淆.对分子云OMC1的分析[45]表明了仔细分析能级布居和使用可靠的碰撞速率系数值的重要性.

致密云化学中还有不少问题尚未弄清楚.举例来说,在许多致密云中,观测得到的C/CO之比约为0.1的量级,而用宇宙线感应紫外光子的稳态模型得到的比值却不超过0.006(理论模型得到低比值是因为大多数的碳最终将被锁闭在CO中).为此人们不得不从各种角度设想一些可能的理由来解释.一种解决途径是假设

气态碳超过气态氧，所以在CO形成后仍有足够的碳；另一种途径是企图增加云中紫外辐射的强度，甚至有人提出听起来迷人而实际上不太可能的建议——认为紫外光子是由中微子衰变产生的．又如，尽管近似的或未知的化学反应速率系数可以为理论计算提供灵活性，但是以宇宙线驱动均匀、静止的云为基础的稳态模型仍然解释不了观测到的分子丰度，特别是复杂分子的丰度．还有，所有的模型都遇到一个严峻的困难，即由于温度低到20 K的冷尘粒的存在，不可避免的结论是气相的原子和分子都将因为与尘粒碰撞后凝聚到尘粒表面而失去，耗尽的时标为10^5年的量级[46]．若如此，则较老的云中应该缺少各种分子（除了H_2和H_3^+之外），所以必然存在着某些把原子分子返回气相的机制，而云的化学成分将依赖于每种化合物由尘粒返回气相的特性．已建议的机制有宇宙线的冲击、爆炸性的排出、尘粒-尘粒碰撞等，但这些机制都不是很确定．

有关致密云化学研究工作进展的状况以及当前存在的问题在参考资料[14,5]和[30]中有较详尽的评述．

9.5.3 弥散和半透明星云中的化学

弥散和半透明云（它们常常是致密云的边界区）中的化学相对比较简单．它没有内部能源，比起致密云来，它的物理环境可以更可靠地表征．在弥散云中，分子形成和破坏的时标短，可以假设是已达到平衡的稳定态．星际辐射场渗入云中，使得弥散云和半透明云化学中占支配地位的过程是光化学过程．弥散云和半透明云的化学是由紫外线的光电离和宇宙线的电离启动的，光电离使电子保持高密度并使得在致密云化学中起作用的氢提取反应序列被解离复合中断．随着云的尺度增大，化学过程逐渐向着类似于致密云的情况改变．

尽管在弥散云和半透明云的化学模型中预言过某些三原子分

子具有高丰度，但实际上只检测到 CH，CH^+，CO，CN，OH，CS，NH 和 H_2 等双原子分子，这是因为光解离有效地阻止了多原子分子的形成. 分子 H_2，CH，CH^+，CN，OH 和 NH 是通过观测恒星经过星云后的紫外和可见光吸收谱线检测到的，其中，CH，CN 和 OH 还有射电和毫米波谱线.

化学过程与致密云中的定性地类似. 随着云的深度增加，更多的原子氢转换为分子形式，对于 A_v 大于 1 的云，原子氢和分子氢的柱密度是可比的. 对弥散云和半透明云的化学曾设想过各种反应过程和化学模型. 这些模型可以解释不少观测结果，但也还存在着困难. 下面通过氧化学和碳化学模型来介绍研究的方法.

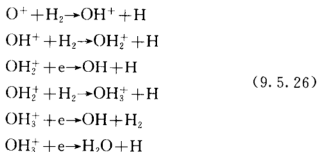
氧化学

弥散云中原子氢和分子氢在反应中都需要考虑. 在分子氢出现的情况下，由光电离和电荷转移过程



$$H^+ + O \rightarrow O^+ + H \tag{9.5.25}$$

产生的 O^+ 离子与分子氢发生氢提取反应及解离复合(与(9.5.7)(9.5.8)式相似)



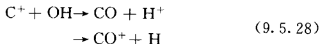
$$\begin{aligned} &O^+ + H_2 \rightarrow OH^+ + H \\ &OH^+ + H_2 \rightarrow OH_2^+ + H \\ &OH_2^+ + e \rightarrow OH + H \\ &OH_2^+ + H_2 \rightarrow OH_3^+ + H \\ &OH_3^+ + e \rightarrow OH + H_2 \\ &OH_3^+ + e \rightarrow H_2O + H \end{aligned} \tag{9.5.26}$$

产生 OH 和 H_2O . 其中 OH 会被光解离过程



$$OH + h\nu \rightarrow O + H \tag{9.5.27}$$

及碳离子造成的离子-中性反应(参考(9.5.12)式中第一个反应)



$$\begin{aligned} C^+ + OH &\rightarrow CO + H^+ \\ &\rightarrow CO^+ + H \end{aligned} \tag{9.5.28}$$

去除,后者并生成CO.图9.8给出一个弥散云中氧化学模型的示意图解.

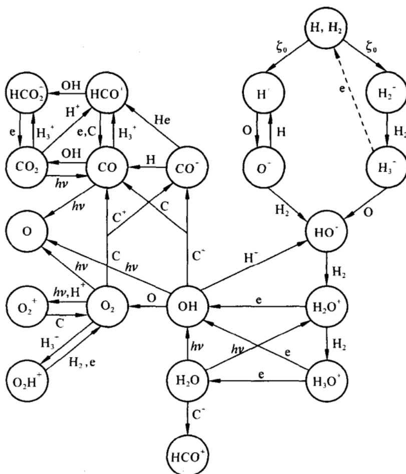


图9.8 弥漫云中氧化学的一种模型的网络图,包括了最重要的氧产生的分子及其反应途径,图的左上角示出与碳化学的结合.(取自Van Dishoeck E F. In: Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics: a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 63)

碳化学

类似于氧化学，当分子氢出现后，由光电离产生的碳离子 C^+ 便经由下列辐射缔合与 H_2 作用



$$C^+ + H_2 \rightarrow CH_2^+ + h\nu \tag{9.5.29}$$

然后继以许多种反应导致 CH,CH^+,CN,C_2, CS 和 CO 的产生. 例如 CH 可由 CH_2^+ 的解离复合产生(高电子密度阻断了氢提取序列继续进行)：



$$CH_2^+ + e \rightarrow CH + H \tag{9.5.30}$$

或 CH_2^+ 再经过一个氢提取反应



$$CH_2^+ + H_2 \rightarrow CH_3^+ + H \tag{9.5.31}$$

然后被电子的解离复合阻断产生 CH_2,再被光解离成为 CH：



$$CH_3^+ + e \rightarrow CH_2 + H \tag{9.5.32}$$



$$CH_2 + h\nu \rightarrow CH + H \tag{9.5.33}$$

前面讲过，双原子分子中 CO 具有最大的解离能，当 A_v 大于 1 时，化学反应将使几乎所有的碳都存在于一氧化碳之中.

图 9.9 给出弥散云中碳化学的一种模型的图解.

一般说来，用这些化学反应网络的模型对弥散云和半透明云星云的化学组成所进行的理论计算，在辐射场强度的不确定程度的范围内，还可以与观测得到的中性分子丰度相匹. 但仍有许多问题没有解决. 例如，理论得到的 C^+ 和 C 的相对丰度与观测矛盾[30]. 特别突出的一个例子是，尽管自 1951 年(见第一章参考资料[14])以来，不断提出了各种模型和设想，但直到目前理论计算仍不能产生足够的 CH^+. 表 9.2 是 Kramers 和 ter Haar(1946 年)及 Bates Spitzer (1951 年)考虑过的各种气相反应(见参考资料[6(a)],[4]的 § 20.2)和所用的反应速率系数. KtH,BS 两列是他们所用的系数,"现在"一列是现在采用的值.

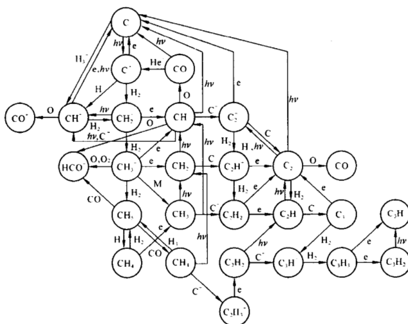
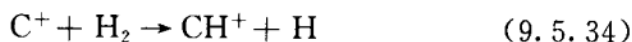


图 9.9　弥漫云中碳化学的一种模型的网络图，包括了最重要的碳产生的分子及其反应途径.（取自 Van Dishoeck E F. In：Hartquist T W，ed. Molecular Astrophysics：a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge：Cambridge University Press，1990. 61）

表 9.2　各种气相反应及其所用的反应速率系数

	KtH	BS	现在	单位
(a)辐射缔合　$C+H\rightarrow CH+h\nu$	7	2～6	忽略	$10^{-18}\ cm^3\cdot s^{-1}$
(b)辐射缔合　$C^++H\rightarrow CH^++h\nu$	10	0～2	68	$10^{-18}\ cm^3\cdot s^{-1}$
(c)光电离　$CH+h\nu\rightarrow CH^++e$	2	0.8	28	$10^{-11}\ s^{-1}$
(d)辐射复合　$CH^++e\rightarrow CH+h\nu$	3	70	忽略	$10^{-13}\ cm^3\cdot s^{-1}$
(e)解离复合　$CH^++e\rightarrow C+H$	3×10^{-7}	≈1	5.6	$10^{-7}\ cm^3\cdot s^{-1}$
(f)光解离　$CH+h\nu\rightarrow C+H$	1	1.5	21	$10^{-11}\ s^{-1}$
(g)光解离　$CH^++h\nu\rightarrow C^++H$	10^{-5}	5×10^{-3}	1.6	$10^{-10}\ s^{-1}$

在 Kramers 和 ter Haar 早期的考虑中所设的温度是 10^4 K，他们认为 CH 和 CH^+的形成和破坏是相等的. Bates 和 Spitzer 采用了更可靠的速率系数并设温度为更接近实际的 10^2 K，却反而无法用气相反应解释 CH^+和 CH 的出现. 原因是：星际气体中大多数的碳是电离的，因此虽然过程(b) 可以产生 CH^+，但过程(a) 却不能有效地产生 CH. 又由于辐射复合(d) 比光解离(g) 要慢得多，所以也找不到一个机制能把 CH^+转换为 CH. 特别是他们发现解离复合(e) 比以前想像的要快得多，这样就也不能解释 CH^+的观测丰度. 他们只能认为分子是来源于尘粒表面反应. 现在，气相反应能够解释 CH(见参考资料[4]，286 页)，但仍然无法解释 CH^+的观测丰度. 普遍存在的 CH^+使人们怀疑目前假设的弥散云和半透明云的静止的特性可能是有问题的. 也许需要用动力学模型来解释[14]. 或者用激波加热区中的吸热反应



$$C^+ + H_2 \rightarrow CH^+ + H \qquad (9.5.34)$$

的贡献来解释[5](参见 9.5.5 节).

9.5.4　星周包层化学

星周包层一般是指恒星演化晚期质量抛射发生的星风，它在星的周围形成一个气体壳层. 但有人把原恒星时期的外向流也看作是一种包层. 它们的共同特点是非常短的时标. 例如对于红巨星的 $r=10^{16}$ cm 处，若膨胀速度 $v=10^6\ \mathrm{cm\cdot s^{-1}}$，则时标 $t=r/v=$ 300 年. 短的时标意味着比较容易反推出初始条件. 另外，外流的状况相对比较清楚，容易建立模型. 下面着重讨论晚型星的星周包层. 关于原恒星周围的包层可以见参考资料[47]Glassgold AE 文章中 264 页的介绍.

星周包层的知识基本上来自分子天体物理学研究. 通过近二三十年来射电和红外谱线观测，得以定量地了解到晚型星及其包层的质量流失率、外向流速度、化学组成和其它物理特性；也了解

到质量流失在恒星演化及银河系中恒星与星际物质总体的演化过程中的作用(参看§8.1).

星周包层是晚型星(通常是巨星或超巨星)的质量损失形成的.晚型星的表面温度只有几千度,而光度是太阳的 $10^4 \sim 10^5$ 倍.外向流的膨胀速度 v 约在 $5 \sim 30\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ 范围.质量损失率 $\mathrm{d}m/\mathrm{d}t$ 可看作不随时间改变,这意味着包层的气体密度 ρ 与其半径 r 的平方成反比

$$\rho = (\mathrm{d}m/\mathrm{d}t)/(4\pi r^2 \times v) \qquad (9.5.35)$$

典型的质量损失率是 $\mathrm{d}m/\mathrm{d}t$ 约为 $10^{-6} \sim 10^{-4} m_{\odot}/\mathrm{a}$.包层的尺度随不同的天体变化很大.物理条件对所有的星周包层来说一般差别不太大,而谱线观测发现它们的化学组成却明显地可以分成两大类.一类是富氧星(O/C≥1)如 RX Boo, IRC+10011 ;另一类是富碳星(O/C<1)如 IRC+10216,CIT-6. 星的富氧或富碳影响星周包层化学组成的富氧或富碳.此外,富碳星的光球温度较低($T \approx 2\,000$ K)而富氧星的光球温度 T 为 2 000~3 500 K .

在富氧包层中,几乎所有的碳都存在于 CO 中,剩下的氧成为其它分子的"骨架",因此在这类天体中通常总是观测到 OH,H_2O 和 SiO ,它们常是以强天体脉泽谱线的形式出现,还有 CO,SiO 和 HCN 的热发射谱线、NH_3 和 H_2O 的红外吸收线以及重元素的氧化物的光学谱线.尘粒成分主要是硅酸盐.不过总的说来富氧星包层是研究得不够的.

富碳包层中情况相反,大部分氧存在于 CO 中,而剩下的碳构成的含碳分子占支配地位.在分子天文学中研究得最详尽的天体是晚型碳星 IRC+10216,在它的包层中已经检测到几十种分子(见§8.2 节)的毫米波和红外波段谱线.其中包括新近发现的 C_5,SiC,SiC_4,CP. SO_2的发现是意外的,因为原来以为它只能在富氧的环境中出现.炔类衍生物如 HC_3N, HC_5N, HC_7N 在星周包层出现也是令人奇怪的,因为它们在条件完全不同的暗云中具有

最大的丰度.相反,在暗云中非常丰富的一些常见的分子离子如N_2H^+在星周包层中却没有观测到.

IRC+10216 的物理参数可以看作是相当一批星周包层的典型值.该星的半径约为 10^{13} cm,星周包层的结构大体上可分为 3 层.最内一层(有些文献中称为"热核")的外半径约为 $r\approx6\times10^{14}$ cm,这层的温度 $T=600$ K,密度 $n\approx3\times10^7$ cm^{-3}.由于靠近星的区域中外向流的运动相当复杂,很难算出密度作为半径的函数,但是用(9.5.35)式可由 v 和 dm/dt 估计最内层外半径处的密度.热核外面被一个中间层(也称外部核)包围,它的外半径 $r=3\times10^{15}$ cm,层内温度 $T=375$ K,密度在 $n\approx(3\sim1)\times10^7$ cm^{-3}范围.再外面是更冷的包层,按密度与半径平方的反比关系式(9.5.35)延伸到 10^{18} cm,即 n 从 10^7 cm^{-3}变化到 10^2 cm^{-3}.同时温度 T 从 240 K 变化到 10 K[48].这是星周包层的最外层.最外层的情况类似于星际分子云,同时受到星际紫外辐射的照射.星周包层中的气体被热尘粒的碰撞加热(这些尘粒是被辐射压驱动的);又通过绝热膨胀和谱线发射冷却.尘粒占包层总质量的 1%,主要成分是石墨和少量的金属和硅酸盐. IRC+10216 星周包层的详细结构见 8.3.1 节.

星周包层化学的特色起因于包层中的物理条件随着与中心星的距离而变化,使得不同区域中化学过程差别很大.

传统的化学平衡"冻-出"模型认为,在最内层里面温度密度都很高($T\approx1\,000$ K;$n\approx10^8\sim10^{11}$ cm^{-3}),碰撞频繁,可以发生三体反应,而且化学反应时能够克服活化能势垒,所以条件趋于热化学平衡.按典型值 $v=10$ km·s^{-1}估计,气体从中心星附近外流到 $r=10^{14}$ cm 处所需的时间为 $r/v=10^8$ s.正好相当于较高密度下的三体反应时标.或者说三体反应在这区域中来得及进行.所以一般认为三体反应主导这个区域中的化学,大量分子(以及尘粒)在其中形成.而离子-分子反应对分子形成无关重要.

气体膨胀到外面时密度下降，使三体反应的时标变得长于外流时间（对于半径 $r\approx10^{15}$ cm 处的外流时间是 10^9 s）因而变得不再重要．简单的“冻-出”模型假定，包层的膨胀是如此之快，以致在它膨胀的时标中，进一步的化学反应将来不及进行．因此最内层的丰度（即热平衡丰度）被“冻结”而带出到最内层之外的区域．因此，这个区域内的分子丰度应该主要是稳定的品种，如 H_2，CO，C_2H_2，N_2，HCN，SiS 以及 H_2O 等而不是基或离子分子．当膨胀到星周包层的较外层时，星际紫外光子从外部渗入包层气体，按照 Lee 的估计[49]，在没有屏蔽的平均星际紫外辐射场的光破坏作用下，分子的典型寿命约为 10^{10} s．所以到包层半径为 $\approx10^{16}$ cm 处，光解离开始变得重要，紫外光子把“前辈”分子破坏，所以这里的化学成分主要是稳定分子被光破坏后的碎片，许多自由基也会出现，光电离还可能产生离子．离子-分子反应在这个区域中起重要作用，使这些碎片、自由基、离子等产生更多的复杂分子，它们（除了尘粒外）接着又被紫外光子破坏．随着包层继续膨胀，气体特性趋于弥散云的情况（$T\approx10$ K，$n\approx10^3$ cm^{-3}），分子将大部还原成原子和离子．

“冻-出”模型反映了星周包层的基本特征，但它偏于简单．例如，有的外向流并不是均匀膨胀而是有脉动的；又如，在中间层内二体反应的碰撞时间可能小于或等于外流时间，离子-分子反应还要更快些因而不能忽视；有些更细致的模型考虑了这些复杂情况．

9.5.5 激波化学　1987A 超新星喷发物中的化学

激波化学

前面有关章节（§1.2；§1.3；§5.6；§7.4；§8.3；§9.5）中多次提到天文环境中的激波．本节着重讨论激波区化学过程的主要特点．

在弥散云、膨胀的超新星遗迹以及不少巨分子云的热核中已观测到激波气体．其中超新星遗迹 IC443G 和猎户座 KL 中的红

外天体 IRc2 是研究得最为仔细的两个区域.

激波压缩并且加热、加速它在其中传播的星际气体. 激波气体的温度决定于激波速度. 受到压缩的气体同没有受到压缩的气体之间有一个很薄的波阵面,波阵面前后的气体特性是不连续的,压力、密度和温度都有突变. 一般而言,星际的流体动力学激波包括 3 个区域:(1)发光的前驱波,此区域中的激波前气体被加热、分子可能被解离和/或电离;(2)薄的激波阵面,其中宏观的定向运动转换为无序的热运动;(3)致冷区域,其中气体逐渐冷却到新的平衡值. 在星云密度下波阵面远比致冷区小.

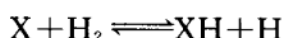
当激波气体冷却时,气体压力基本上保持不变,气体的体积就要减小,即密度增加. 在非磁性激波中,它可能增加上百倍之多. 有些天体的激波区域中可观测到不寻常的高温度和高密度,温度可达到几千度,密度可以达到 10^{11} cm^{-3}.

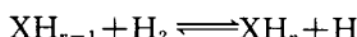
用分子谱线观测时,激波的存在一般是通过宽而线形不对称的分子谱线、谱线速度的变化、或者是高激发态谱线(如 CO、OH、HCN 的高激发态,特别是氢分子的 2 μm 的振动激发谱线)的出现而辨认出来.

激波可以解离星际分子也可以不解离. 若激波速度小于 25～50 $km \cdot s^{-1}$(慢激波),则虽然气体温度升高使分子被加热,但气体的温度还没有达到使分子解离的程度.

在天体化学问题中,这种激波区域的化学过程与其它区域有所不同. 基本原因是由于其中的气体被激波加热,因而能够克服化学反应的活化能势垒. 9.2.2 节的 7. 中曾讲过,在冷分子云中有许多中性分子-中性分子反应不容易进行,因为它们或者是吸热的,或者虽然是放热的但具有活化能势垒,结果是冷分子云中起重要作用的是离子-分子反应. 而在激波区域中,中性分子-中性分子反应能够发生,所以化学丰度与冷云中以离子-分子反应为主的情况有较大差别. 在不解离的激波加热气体中,化学过程被下列与氢

原子及氢分子的吸热和放热反应所控制





$$X+H_2 \rightleftharpoons XH+H$$

$$XH_{n-1}+H_2 \rightleftharpoons XH_n+H$$

富氢的热气体中的化学过程倾向于把原子变换为饱和分子，如把氧变换成水，把氮变换成氨，把硫变换成硫化氢．变换速度决定于反应能、初始温度和 $H:H_2$ 的比值．

例如，在低温的星云中，O 不能与 H_2 反应，因而 OH 和 H_2O 必须靠 O^+ 与 H_2 的反应(9.5.26)式或 O 与 H_3^+ 的反应(9.5.7)式产生．而在高温的激波气体中，则反应

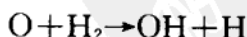


$$\begin{aligned} &O+H_2 \rightarrow OH+H \\ &OH+H_2 \rightarrow H_2O+H \end{aligned} \qquad (9.2.46)$$

能够很快进行．使得 OH 和 H_2O 的丰度显著增加．实际上，使星际气体加热的机制不是只有激波一种，还可能有其它方式．比如原恒星(红外源)对其周围分子云也能够直接加热．不过这两种加热不容易截然分开，因为原恒星往往又伴有外向流产生的激波．一般红外源直接加热产生的温度没有激波产生的温度高，常使直接的加热被激波的加热所掩盖．

除温度以外，激波过后的密度升高也是影响化学过程的一个因素．

如果激波是很快速的(例如激波速度超过 50 $km \cdot s^{-1}$)，气体中所有的分子都将被解离．激波后的电离气体逐渐冷却、复合，然后分子将在新的安排下重新形成．这些较冷的气体还受到热激波气体发射的电磁辐射的影响．在这种激波后变冷的气体中，化学过程与激波加热的气体中很不相同．因为在激波后气体中物质主要是离子及原子形式存在，直到气相反应(如缔合反应(9.2.9)式和(9.2.10)式)或尘粒表面形成分子氢，然后是反应



$$O+H_2 \rightarrow OH+H$$

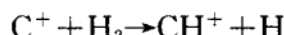
产生 OH．与 OH 的反应再导致产生其它分子如 CO，SiO，SO 和

NO 等. 在温度为几千度的激波气体中能够产生分子离子如 H_2^+，H_3^+，OH^+，SO^+和 CH^+等，有可能通过它们的振动激发态的发射谱线来检测.

激波过后，气体在几百年左右的短时间内很快冷却，激波化学产生的化合物可能在激波后气体中"冻结"一段时间.

有人利用各种类似于前面介绍过的反应网络来研究激波化学，但激波化学的模型要比静止的云中的化学模型复杂得多. 因为一方面，高温下能够克服活化能，从而出现更多的化学反应；另一方面，除了缺少可靠的化学反应数据外，还需要考虑激波本身具有的诸多不定的因素. 譬如，从谱线观测得到的某些恒星形成区的激波速度高于 20 $km \cdot s^{-1}$，如果没有星际磁场作用去减弱它的加速和压缩，它将使分子解离，而目前对恒星形成区的星际磁场的知识还很缺乏. 所以现有的模型还是很初步的.

尽管如此，激波化学仍然取得了一定成功. 有一些问题如果不用激波化学确是很难解释的. 在 9.5.3 节曾经提到过弥散云中观测到的 CH^+的高丰度(它比用离子-分子化学得到的丰度高出上百倍)就是最著名的一个例子. 因为激波气体可以通过吸热反应



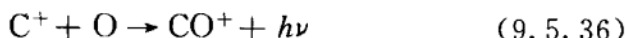
$$C^+ + H_2 \rightarrow CH^+ + H$$

增加 CH^+的丰度. 近年还有人建议用同时存在高丰度的 SO 和 SO^+作为诊断解离激波区的标记.

1987A 超新星

1987 年 2 月 23 日，大麦哲伦云中一个蓝超巨星爆发产生的超新星 SN1987A 的信号到达地球，它为天文学提供了一个百年不遇的宇宙实验室，也为星际化学提供了检验理论的绝好机会. 它是有史以来第一个能被人用各个电磁波段持续观测的超新星. 在它爆发后 70 天就在它的喷发物中观测到 CO 和 SiO . 考虑到喷发物的最初温度超过一百万度，分子这样快地出现是令人惊讶的. 它说明喷发物温度的下降必是很快. 确实，CO 谱线分析表明，在第

192 天时温度为 4 000 K，到 377 天时降到 1 800 K．CO 谱线来自 $\Delta v=2$ 的振动带，波长接近 2.3 μm. 谱线出现时，喷发物的数密度约为 $10^{11}\ \mathrm{cm^{-3}}$，所以三体碰撞的概率是很低的，分子形成只能靠辐射缔合或先由辐射附着形成负离子. 最初曾经建议[50]CO 可能是由 C^+与 O 的辐射缔合



$$C^+ + O \rightarrow CO^+ + h\nu \qquad (9.5.36)$$

继以电荷转移



$$CO^+ + O \rightarrow CO + O^+ \qquad (9.5.37)$$

产生. 但后来发现[51]第一步反应产生的 CO^+会被解离复合



$$CO^+ + e \rightarrow C + O \qquad (9.5.38)$$

减少，所以上述途径的速率不足以产生观测到的 CO 丰度. 而 C 与 O 直接的辐射缔合[51,52]



$$C + O \rightarrow CO + h\nu \qquad (9.5.39)$$

的速率系数比 C^+与 O 的辐射缔合要快一个量级，是产生 CO 的更有效的来源. 除此之外还有两种途径能有效地产生 CO. 一个途径是先由辐射附着



$$e + O \rightarrow O^- + h\nu \qquad (9.5.40)$$

产生负离子 O^-（速率系数达 $1\times10^{-15}\ \mathrm{cm^{-3}\cdot s^{-1}}$，比上面的 C 与 O 的直接辐射缔合大 30 倍. 不过 O^-会被光致脱离及其它一些过程破坏，使得 CO 的生成受到限制)，再继以缔合脱离



$$O^- + C \rightarrow CO + e \qquad (9.5.41)$$

或继以下列缔合脱离及化学反应：



$$O^- + O \rightarrow O_2 + e \qquad (9.5.42)$$



$$C + O_2 \rightarrow CO + O \qquad (9.5.43)$$

而生成 CO. 另一个途径是在氢分子已形成的情况下，通过下列化学反应：

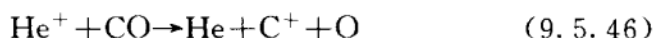


$$O + H_2 \rightarrow OH + H \qquad (9.5.44)$$



$$C + OH \rightarrow CO + H \qquad (9.5.45)$$

生成 CO. 另一方面,光解离和光电离都能破坏 CO,电荷转移反应

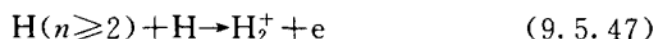


$$He^+ + CO \rightarrow He + C^+ + O \qquad (9.5.46)$$

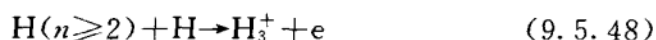
则是破坏 CO 最有效的过程.

SiO 的生成和破坏也有类似的模型,这里不再详细介绍.

另外,喷发物的 3.41 μm 和 3.53 μm 特征发射强烈支持 H_3^+ 的存在. 由理论上分析,产生 H_3^+ 的化学过程类似于早期宇宙,再加上包括激发态(主量子数 $n \geqslant 2$)氢原子的下列反应



$$H(n \geqslant 2) + H \rightarrow H_2^+ + e \qquad (9.5.47)$$



$$H(n \geqslant 2) + H \rightarrow H_3^+ + e \qquad (9.5.48)$$

有关 SN1987A 的进一步讨论可在参考资料[53],[54],[14]中找到.

以星际化学为主的天体化学正处于一个激动人心的发展阶段. 观测的进展激励着理论研究. 化学与动力学紧密结合,正在探索着有关恒星和星系的形成和演化中的一些意义深远的问题. 分子云中致密核的坍缩、破碎,原恒星的诞生,原恒星风的作用,抛出的物质重新积累形成新的致密核……众多的天文现象都与化学成分的变化联系着. 化学成分的改变向我们发出了天体演化的信号. 要求我们对它有更细致深刻的理解. 在本章中处处可以看到,在星际化学这个领域中,化学、物理学、天体物理学确实是相互交叉,难以区分的. 希望本章给出的初步的、基础的轮廓性描述,能够有助于读者进一步的钻研.

参 考 资 料

[1] 赫兹堡著 G. 分子光谱与分子结构(第一卷)双原子分子光谱. 北京：科学出版社，1983.

[2] (a)Gredel R, Lepp S, Dalgarno A, et al. ApJ, 1989, 347: 289; (b) Sternberg A, Leep S, Dalgarno A. ApJ, 1987, 320: 676.

[3] Buch V. In: Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics; a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 132.

[4] Watson W D. In: Balian R, Encrenaz P, Lequeux J, ed. Atomic and Molecular physics and the Interstellar Matter. North-Holland Publishing Company, 1975. 177.

[5] Dalgarno A. In: Morfill G E, Scholer M, ed. Physical Processes in Interstellar Cloud, Dordrecht: Reidel, 1987. 219.

[6] van Dishoeck E F. (a) Photodissociation and Excitation of Interstellar Molecules. Thesis, University of Leiden, 1984;(b) In: Tarafdar S P, Vardya M,ed. Astrochemistry, (IAU Symposium No. 120). Dordrecht: Reidel, 1987. 51; (c) In: Millar T J, Williams D A, ed. Rate Coefficients in Astrochemistry. Dordrecht: Kluwer, 1988. 49;(d) In: Wolstencroft R D, Burton W B, ed. Millimetre and Sub-millimetre Astronomy. Dordrecht: Kluwer, 1988. 117.

[7] Roberge W G, Dalgarno A, Flannery B P. ApJ, 1981, 243: 2 817.

[8] Dalgarno A, Roberge W G. ApJ, 1979, 233: L25.

[9] Dove J E, Rusk A C M, Cribb P H, et al. ApJ, 1987, 318: 379.

[10] Mitchell J B A, McGowan J W. ApJ, 1978, 222: L77.

[11] Oppenheimer M, Dalgarno A. ApJ,1974, 192: 29.

[12] Tielens A G G M, Hollenbach D. ApJ, 1985, 291: 722.

[13] Herbst E, Klemperer W. ApJ, 1973, 185: 505.
[14] Dalgarno A. J Chem Soc Faraday Trans, 1993, 89(13): 2 111.
[15] Anicich V G, Huntress W T. ApJS, 1986, 62: 553.
[16] Czyzak S J, Santiago J J. Ap&SS, 1973, 23: 443.
[17] Tielens A G G M. In: Bohme D K, et al, ed. Chemistry and Spectroscopy of Interstellar Molecules. Tokyo: University of Tokyo Press, 1992. 237.
[18] Walmsley C M. In: Allamandola L J, Tielens A G G M, ed. Interstellar Dust. Dordrecht: Kluwer, 1989. 263.
[19] Tabak R G. (a) Ap&SS, 1977, 49: 41; (b) Ap&SS, 1978, 53: 279; (c) Ap&SS, 1978, 54: 211.
[20] Hollenbach D J, Salpeter E E. (a) J Chem Phys, 1970, 53: 79; (b) ApJ, 1971, 163: 155.
[21] Pagni P J. J Chem Phys, 1973, 58: 2 940.
[22] Jura M. ApJ, 1975, 197: 575.
[23] Duley W W, Williams D A. (a) Interstellar Chemistry. London: Academic Press, 1984; (b) MNRAS, 1986, 223: 177.
[24] Leitch-Devlin M A, Williams D A. MNRAS, 1985, 213: 295.
[25] Irvine W M, Goldsmith P F, Hjalmarson A. In: Hollenbach D J, Thornson H A, ed. Interstellar Processes. Dordrecht: Reidel, 1987. 561.
[26] Williams D A, Hartquist T W. MNRAS, 1984, 213: 157.
[27] Boland W, de Jong T. ApJ, 1982, 261: 110.
[28] Bennett A J, McCarroll B, Messmer R P. Surface Sci, 1971, 24: 191.
[29] de Jong T. A&A, 1972, 20: 263.
[30] Dalgarno A. In: 1991, Greenberg J M, Pirronello V, ed. Chemistry in Space. Dordrecht: Kluwer, 1991. 71.
[31] d'Hendecourt L B, Allamandola L J, Grim R J, et al. A&A, 1986, 158: 119.
[32] Saslow W C, Zipoy D. Nature, 1967, 216: 976.
[33] Peebles P J, Dicke R H. ApJ, 1968, 154: 891.

[34] Dalgarno A. In: Diercksen G H F, Huebner W F, Langhoff P, ed. Molecular Astrophysics-State of the Art and Future Directions. Dordrecht: Reidel, 1985. 3.
[35] Kang H, Shapiro P R. ApJ, 1992, 386: 432.
[36] Shapiro P R, Clocehiatti A, Kang H. ApJ, 1992, 389: 269.
[37] Shull M J, Lepp S. ApJ, 1984, 280: 465.
[38] Carr B J, Rees M J. MNRAS, 1984, 206: 315.
[39] Brown D R, Rice E H M. MNRAS, 1986, 223: 405, 409.
[40] Millar T J, Leung C M, Herbst E. A&A, 1987, 183: 109.
[41] Herbst E, Leung C M. ApJS, 1989, 69: 271.
[42] Herbst E, Leung C M. A&A, 1990, 233: 177.
[43] Suzuki H, Ohishi M, Kaifu N, et al. Vistas Astron, 1988, 31: 459.
[44] Smith D, Adams N G, Giles K, et al. A&A, 1988, 200: 191.
[45] Greaves J S, White G J. MNRAS, 1992, 289: 45.
[46] de Jong T, Dalgarno A, Boland W. A&A, 1980, 91: 68.
[47] Glassgold A E, Mamon G A. In: Bohme D K, Herbst E, Kaifu N, et al (eds), Chemistry and Spectroscopy of Interstellar Molecules. Tokyo: University of Tokyo Press, 1992. 261.
[48] Rieu N Q, Bujarrabal V, Olofsson H, et al. ApJ, 1984, 286: 276.
[49] Lee L C. ApJ, 1984, 282: 172.
[50] Leep S, Dalgarno A, McCray R. Bull A A S, 1988, 20: 671.
[51] Dalgarno A, Du M L, You J H. ApJ, 1990, 349: 675.
[52] Leep S, Dalgarno A, McCray R. ApJ, 1990, 358: 262.
[53] Dalgarno A, Liu W, Leep S. In: Bohme D K, Herbst E, Kaifu N, et al, ed. Chemistry and Spectroscopy of Interstellar Molecules. Tokyo: University of Tokyo Press, 1992. 221.
[54] McCray R. In: Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics; a Volume honouring Alexander Dalgarno. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 439.

附录　天文分子的观测和证认

§1　天文分子谱线观测

天文观测直接得到的是远处天体发来的电磁波，电磁波携带的信息中包括电磁波源的方位；电磁波的频率（或波长．由于测量技术上的原因，在射电波段的谱线常以频率为单位，而在光学波段谱线常以波长为单位，需要时再换算成频率．本书一般均写成频率，不另说明）、强度（包括强度随频率的分布）、偏振，以及各种参数的时变．对于分子天体物理学谱线观测，还要包括谱线的宽度、线形、精细结构或超精细结构等．其中最重要的是谱线频率的数值．

各种类型分子谱线的频率覆盖了由射电到紫外的各个电磁波段，天文分子正是以其丰富的谱线提供了扩展天文谱线观测波段的物理基础，使人们得以利用更加多种多样的手段获得天体的信息．这些手段中包括建立在地球表面的各种射电和光学望远镜；位于大气层外的空间望远镜；以至用火箭发射的望远镜．其中尤以厘米和毫米、亚毫米波段的射电望远镜对分子天体物理学的发展起了特别重要的作用．

1.1　大气的吸收和辐射　大气窗口

天体发来的电磁波在穿过地球大气时，将因地球大气中各种原子、分子、离子以及雨滴、尘埃、电离层等对电磁波的吸收和反射、散射而衰减，在有些频率范围甚至形成很强的吸收带．只有频率处于吸收带之间的具有较大透过率的那些波段范围的天体辐射才能够到达地面，这限制了以地面为基地的望远镜的接收能力．能够到达地面的电磁波段被称为大气窗口．地基的天文观测主要通过这些窗口进行．

（1）可见光窗口（300～700 nm）．可见光（384～769 nm）在地球大气中受

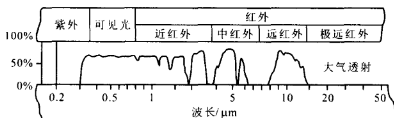
到的吸收很小，虽有大气散射造成了一定衰减但基本上是透明的. 这个窗口伸展到近紫外，到了 300 nm 开始有大气臭氧(O_3)的电子跃迁产生的很强的弥漫吸收谱带，接着在 295 nm 以下有一个很强的连续吸收区域一直扩展到 220 nm 左右. 从 240 nm 开始又有氧分子以及氮原子、氮分子的电子跃迁产生的吸收带(详见第一章参考资料[4]，381 页"地球大气的吸收光谱"). 所以可见光窗口的紫端从 300 nm 便截止了. 在红外部分的情况见下面的讨论.

(2)红外窗口. 红外辐射最突出的吸收者是大气中的水汽(H_2O)分子. 另外，CO_2和 O_3 的振动和转动跃迁造成的吸收光谱也位于红外区(详见第一章参考资料[4]，381 页). 水汽分子的振动-转动光谱能够使 2.5～3.0 μm 和 5.0～7.5 μm 的红外辐射完全被吸收. 此外在 0.71～0.735 μm；0.81～0.84 μm；0.89～0.99 μm；1.07～1.20 μm；1.3～1.5 μm；1.7～2.0 μm 都有较强的 H_2O 的吸收带. 在 4.25 μm 附近和 13.5～17 μm 处有 CO_2造成的完全吸收带.

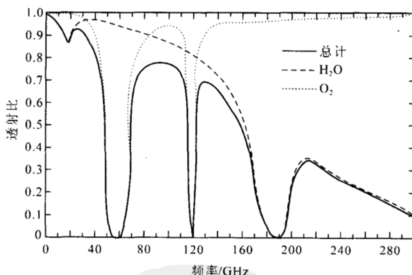
在以上这些吸收带之间的空隙处就形成红外窗口. 常用的有下列窗口：J (中心约为 1.2 μm)、H (约 1.6 μm)、K (约 2.2 μm)、L (约 3.6 μm)、M(约 5.0 μm)、N (约 10.6 μm). 最宽的窗口位于 8～13 μm(其中 9.6 μm 处有臭氧的吸收带). H_2O 的转动光谱能吸收掉 16 μm 以上一段的红外辐射；17～22 μm 是半透明窗口. 22 μm 以上直至 1 mm(300 GHz)是远红外和亚毫米波段. 由于水汽分子转动跃迁的严重吸收，它对地面的观测者来说几乎完全不透明. 但在海拔较高、空气干燥的地方，其中某些频率范围可能有较高的透过率，如 24.5～42 μm 的透过率在 30%～60%. 在海拔 3.5 km 高度，能观测到 330～380 μm、420～490 μm、580～670 μm(透过率约 30%)；670～780 μm(透过率约 70%)；800～910 μm(透过率约 85%)(参看本附录图 1(a)).

(3)射电窗口. 射电窗口低频端截止于 10 MHz 左右，基本原因是地球大气电离层的 F 层的反射. 频率高于反射临界频率的电磁波可以穿透电离层的 F 层，但在电离层的 D 层受到较小(0.05～0.005 dB)的衰减. 从 10 MHz 左右到 300 GHz 左右，除了少数几个吸收带外，地球大气对大部分频率的电磁波是透明或部分透明的，形成了射电窗口. 在 40 GHz 以下，只有水的 5_{23}—6_{16}转动态之间的跃迁形成的弱的压力加宽谱线造成的吸收，中心频率为 22.235 GHz，到 31.4 GHz 附近就又变得比较透明. 从这个水汽吸收线到中心在 60 GHz 附近的氧分子的强吸收带之间是一个窗口区. 在 60 GHz 到

300 GHz 之间，除 118.75 GHz 附近的氧分子的较窄的强吸收线及 183 GHz 附近的水的强吸收线外，其它频率范围也是可观测的窗口．地基的射电观测就是通过这些窗口进行的(图 1(b))．



(a)



(b)

图 1

有关大气窗口问题除第一章参考资料[4]外，还可参看 A. G. Pacholczyk 著，王绶琯等译：《射电天体物理学》，科学出版社，1973 和 Kuo-Nan Liou 著，周诗健等译：《大气辐射导论》，气象出版社，1985.

1.2 谱线观测对射电望远镜设备的特殊要求

本节讨论射电谱线观测. 从分子天文学的角度看，对射电望远镜功能的要求主要有以下几方面：

(1)首先是强度灵敏度. 它决定望远镜接收微弱天体信号的能力. 对分子天体物理学来说，提高灵敏度意味着检测到更远的天体、更多的弱谱线或更低丰度的分子品种. 天线的灵敏度正比于其面积，为此需要发展大型天线系统. 它的主要困难在于机械结构与精度要求的矛盾. 必须在应力变形和温度变形的条件下，把天线的表面精度保持在波长的十分之一以下. 容易看出，波长越短，天线越大，保持精度就越困难. 上个世纪 70 年代，美国国家射电天文台的 11 m(1982 年后已改用 12 m 直径的面板)毫米波望远镜曾经对分子天文学的发展起过决定性的作用. 80 年代投入使用的日本野边山射电天文台毫米波望远镜直径达 45 m，采用了三维激光测量技术和遥控调节系统，表面精度达到 0.18 mm(均方差).

提高灵敏度的另一个问题是发展高灵敏度接收机. 天线收到的微弱信号要经过接收机放大，接收机的灵敏度取决于第一级放大器自身的噪声. 20 世纪 60 年代以来发展了数字式自相关频谱接收机、行波式(频带较宽的)固体微波激射器以及参量放大器. 现今大型射电望远镜能够达到的的灵敏度典型值已优于 10^{-3} Jy. 是人类建造的最灵敏的设备之一.

(2)空间分辨率(角分辨率). 这是精确测定天体方位和描绘天体空间分布图像所要求的. 上世纪 50 年代以来发展了各种射电干涉仪. 特别是综合孔径射电望远镜，如美国的甚大天线阵(VLA)和甚长基线干涉仪(VLBI)已把定位精度提高到 10^{-3}角秒以下. 对分子天体物理学而言，空间分辨率的提高使人们能够做出更精细的成图观测，分辨诸如天体微波激射源、双极喷流的微小细节.

(3)频率分辨率. 分子谱线观测中为了精细地研究谱线轮廓和区分相邻的谱线，要求接收机具有足够高的频率分辨率. 另一方面，分子谱线的多普勒宽度有的可以高达上百公里，要求接收机有大的分析带宽. 从电子技术的原理上看，高的频率分辨率一般要通过减少分析带宽获得，这两方面的指标是难以同时兼顾的，折衷的办法是令工作参数可调. 目前广泛使用的谱线接收

机是数字式自相关频谱仪.另一种在上世纪70年代中发展起来的射电谱仪是声光频谱仪.90年代英国和荷兰的JCMT用于15 m直径亚毫米射电望远镜的数字式自相关频谱仪目前已达到分析带宽920 MHz,通道数目为2 048路的水平.

大型射电观测仪器还有其它一些指标如时间分辨率(为测量天体的各种参量随时间的快速变化,需要发展特殊的记录方法)等,这里不一一讨论.对于红外、可见和紫外波段的光学望远镜,也有类似的要求.天文学的发展与望远镜功能指标的提高紧密相关,天文工作者在进行研究的同时要密切注视技术的发展状况.这方面的知识可以查阅有关的参考书.

1.3　谱线强度的测量与校准

电磁波强度随频率的分布构成了频谱,所以强度和频率一样,也是天文谱线测量的一个最基本的物理量.某一点的辐射(电磁波)强度 I_ν 的一般定义是:单位时间内、频率 ν 附近的单位频率间隔中、沿电磁波传播方向上单位立体角穿过该点上的垂直于电磁波传播方向的单位面积的电磁波能量.

观测地点得到的某个频率的电磁波强度除决定于天体本身的单色辐射特性外,还与星际消光、地球大气透射率、接收器灵敏度的频率响应有关,这些都是频率的函数.如果在天顶距相同、仪器条件不变的情况下,观测待测星和光谱能量分布已知的标准星(经过天文学家用实验室标准光源精确测定了的织女星的绝对光谱能量分布被用作一级标准),并将两者做比较便可以排除大气透射率和接收器频率响应的影响.对远距离的天体还要做星际消光的改正.对于谱线测量,需要用高分辨本领的仪器测出谱线的轮廓.

在射电波段常用射电流量密度 S_ν 表示,它是在接收地点单位面积上、单位时间内、频率 ν 附近的单位频率间隔中接收到的能量.常用的单位是央斯基(Jy).上述定义适用于点源.对于有一定角径的面源(即展源)射电流量密度定义为

$$S_\nu = \iint \sum B_\nu(\Omega)\mathrm{d}\Omega$$

其中射电亮度 $B_\nu(\Omega)$ 表示天体上单位面积、在频率 ν 附近单位频率间隔中、向 Ω 方向单位立体角发出的能量.

射电观测工作中通常是把天线交替地指向所观测的源及一个没有射电

源而只有背景噪声的天区，两者之差即来自射电源的辐射功率. 接收机设计成线性的，使接收到的信号可以藉一个参考噪声源(校准信号)来校准.

对天体射电流量密度的天文定标在厘米波段的定标已经得到了较好的解决. 目前，通过综合多种测量结果对若干最强的射电源如仙后座A、天鹅座A、金牛座A等的绝对定标可达2%以上的精度. 但由于许多重要的宇宙射电源流量不是常量，而且射电天文使用的波段不断在扩展，定标的工作仍在不断进行.

§2 天文分子谱线的证认

2.1 电磁波的多普勒效应

由于天体(电磁波源)和地球上的观测者之间的相对运动，观测者接收到的天体电磁波的频率将发生变化. 按照相对论性多普勒效应的结论，观测者接收到的频率 f' 与波源发出的电磁波频率 f 之间的关系满足下列公式

$$f' = f\frac{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1-\frac{v}{c}\cos\theta} \tag{2.1}$$

式中 v 是波源与观测者的相对运动的速率，θ 是观测者O与波源S的连线SO和波源运动方向之间的夹角(图2)，c 是真空中光速.

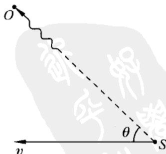


图2

当 $\theta=90°$时，称为横向多普勒效应. 这时有

$$f' = f\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2} \tag{2.2}$$

当 $\theta=0°$和 $\theta=180°$时,称为纵向多普勒效应,分别有

$$f' = f\sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}} \tag{2.3}$$

$$f' = f\sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}} \tag{2.4}$$

横向多普勒效应远比纵向多普勒效应小,一般都只考虑纵向多普勒效应.由(2.3)和(2.4)式可见,波源与观测者相互接近时观测到的频率增高,即蓝移;相互远离时观测到的频率减低,即红移.当速率 v 远小于 c 时,上两式可以简化为

$$f' = f\left(1 \pm \frac{v}{c}\right) \tag{2.5}$$

多普勒频移值为

$$\Delta f = f' - f = \pm f\frac{v}{c} \tag{2.6}$$

式中"+"、"-"号分别应用于蓝移和红移情况.

电磁波多普勒效应的频移与相对速度的关系已经被实验证实,其中许多实验与天文谱线观测有密切的关系.事实上,它的实验验证首先是由天文观测得到的.

在承认多普勒效应的普遍正确性并假定频移完全来自多普勒效应的前提下,若我们能够肯定地知道天体发出的电磁波(一般情况下,它是某种原子或分子的一条谱线)的频率值 f ,就可以利用多普勒公式从 f 及观测到的谱线频率值 f' 推得该天体相对于地球的视向速度 v.迄今为止,这几乎是测定太阳系外远方天体视向速度的惟一方法.许多重要的天文研究,如双星、恒星自转、行星状星云的气壳膨胀等速度的测量以至宇宙膨胀模型等都是建立在上述前提的基础之上的.

严格说来,多普勒效应对于远方天体是否普遍适用并没有得到直接验证,原因是我们至今尚未找到其它独立的手段去测量远方天体的速度——不

论是直接的还是间接的.另外,也还存在其它能够引起电磁波频移的效应*.因此,当我们应用多普勒公式时,必须记住它是有前提的.尽管如此,在分子天文的研究中,绝大多数情况下,都还是以承认频移完全来自多普勒效应为基础的.

下面讨论多普勒效应对天文分子谱线的影响.

多普勒增宽

当电磁波源与观测者之间相对静止($v=0$)时,由公式(2.1)或(2.5)知,观测得到的频率 f' 就等于波源发出的频率 f,我们称 f 为静止频率.但实际上,即使是宏观上相对完全静止的样品中,大量分子也具有微观热运动产生的速度分布.按麦克斯韦统计分布律,温度为 T 的气体中一个分子沿特定方向(在现在的问题中就是电磁波由源向观测者传播的方向)具有热运动速度分量为 u 的概率正比于

$$e^{-\frac{mu^2}{2kT}} = e^{-u^2/\alpha^2} \tag{2.7}$$

式中 m 为分子质量,$\alpha=\sqrt{2kT/m}$ 为气体分子的最概然速率,它决定于分子质量和源的温度,k 是玻耳兹曼常数.

由(2.6)知 $u^2=c^2(f'-f)^2/f^2$,因而观测者接收到的电磁波存在一个强度 I 随频率 f' 的分布

$$I(f') = I(f)e^{-\frac{mc^2}{2kT}\left(\frac{f'-f}{f}\right)^2} \propto e^{-\frac{c^2}{\alpha^2}\left(\frac{f'-f}{f}\right)^2} \tag{2.8}$$

由(2.7)式可见,在上述特定方向,$u=0$ 的分子数目最多,因而 $f'=f$ 的分子数目最多,$f'=f$ 处谱线强度最大. 即热运动速度 u 的分布使谱线强度以静止频率 f 为中心呈对称分布,这称为高斯线型.它的半强度处的宽度为

$$\Delta f'_D = \frac{2f}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}\ln 2} = 7.163\times 10^{-7} f\sqrt{\frac{T}{M_r}} \tag{2.9}$$

叫做多普勒线宽.式中 T 以 K 为单位,M_r 为相对分子质量,可以看出,

$$\frac{\Delta f'_D}{f} = \frac{2\alpha}{c}\sqrt{\ln 2} \approx 1.386\,3\,\frac{\alpha}{c} \tag{2.10}$$

---

* 例如根据广义相对论,从远离引力场处观测引力场中光源发出的电磁波时,谱线会产生红移.天文观测中还发现过多种原因不明的红移.对类星体红移的解释也存在争议.

例如，对于典型值 $T=100\ \mathrm{K}$，$M_r=16$，最概然热运动速率约 $1.3\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$，当 $f=30\ 000\ \mathrm{MHz}$ 时，相应的多普勒线宽量级在 54 kHz.

天体中作为电磁波源的气体分子也具有热运动. 当天体以宏观视向速度 v 相对地球运动时，天体中的所有分子除了都以同一个宏观视向速度 v 对地球运动外，每个分子还要叠加上不同的热运动速度 u. 结果不同的分子相对于观测者的速度也有一个分布. 前者(v)使得观测到的谱线频率由静止频率 f 变为 $f'_c=f\pm f\dfrac{v}{c}$(这里我们在 f' 下加一角码 c 表示它是谱线中心的频率，"±"号的意义见(2.6)式)，后者(u)使得接收到的谱线频率呈现以 f'_c 为中心的高斯线型频率分布. 在天文观测中，多普勒线宽是气体分子谱线加宽的主要原因.

多普勒频移

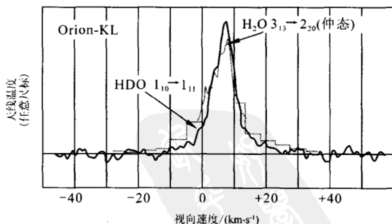
既然分子源相对于地球的宏观运动使观测者接收到的谱线中心频率 f'_c 偏移静止频率 f，那么，如果我们能够肯定观测到的谱线的归属，并知道其静止频率值 f，就可以由公式(2.6) 推出相对速度 v；反之，如果我们根据其它方法(例如利用源中其它已知谱线的多普勒频移)已经能够肯定分子源的视向速度 v，则可以由观测频率值 f'_c 确定出谱线的静止频率值 f，从而证认出谱线的归属. 频移值 $\Delta f=f'_c-f$ 是静止频率 f 的 v/c 倍，例如 $v=10\ \mathrm{km}$，$f=30\ 000\ \mathrm{MHz}$，则频移约 1 MHz.

图 3

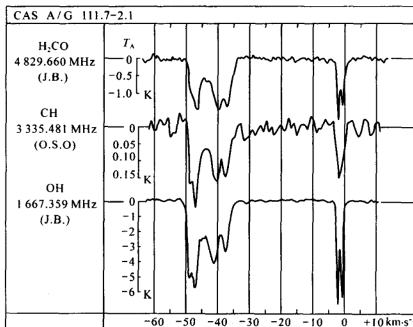
观测得到的结果是谱线强度对频率的图，图 3 给出一个对猎户座 A 分子云和 IRC＋10216 星周包层的观测实例. 不过在分子天体物理研究中，通常习惯把横坐标变换成与频移对应的多普勒速度. 图 4 是这种表示方法的两个实例. 这样做有其好处，比如在图 4(b)中就可清楚看出 3 种不同分子的谱线具有完全相同的多普勒速度，令人信服地表明它们是处于同一个分子云中.

但是由观测的 f'_c 与静止频率 f 求出的速度是天体相对于地球的径向运动速度. 地球的自转和公转情况时时变化，这个速度使用起来并不方便. 天文工作中所使用的多普勒速度实际上是由它换算得到的天体相对于本地静止标准(LSR) 的速度.

分子云中不同部分的宏观视向速度不一定相同，有的分子源中存在着剧烈的运动，例如恒星形成区的双极喷流、天体微波激射源、膨胀的星周包层、分子云内的湍流等等. 当望远镜的角分辨率不够高时，天线收到的电磁波包括了宏观速度不同的各部分的贡献的总和，结果谱线的轮廓呈现复杂形状. 提高角分辨率后可能把速度不同的各部分区分开来. 但分子云的小尺度湍流往往不容易分辨，它造成的谱线加宽有时也被称为多普勒加宽，不过这是宏观速度不同造成的，与热运动造成的多普勒线宽有本质上的区别.



(a)



(b)

图 4

2.2　已知谱线的证认

天文分子谱线证认的基本原理与天文原子谱线证认并无二致，都是把观测到的天文谱线参数和实验室测定的已知分子谱线参数相比较. 这些参数中包括频率值、相对强度以及精细结构和超精细结构等等，其中主要是频率值. 微波谱线频率测量的精度可达到 10^{-6}以上. 20 世纪 40 年代发展起来的实验室微波波谱学已经积累了数以万计的分子微波谱线数据，而且我们可以排除其中绝大部分估计在星际空间不具有足够丰度的分子品种，这样看来证认工作似乎并不太困难. 多普勒频移的不确定性会给证认带来麻烦. 但是多普勒效应产生的频移只有静止频率的 v/c 倍，所以观测到的谱线频率碰巧与两种以上已知分子的谱线都很靠近的机会未必会发生(至少在分子天体物理学的早期阶段是如此). 如果怀疑发生了这种情况，还可以再用同一分子的其它谱线进一步判断. 所以 C. H. Townes[1]曾说："有一条精确测定的谱线一般就可

以合理地辨认出它是属于哪种分子.如果同一种分子的两条谱线同时出现,则几乎总可以做出肯定的判断."不过下面就会看到,实际的证认并不都是如此简单.

另外需要注意,天文观测已经发现,各条谱线间的热平衡强度比不能作为判断的一般依据.最初发现 OH 天体微波激射源时,就曾经因为它的反常的强度比而不敢证认.后来天文学家懂得了,天体(特别是像天体微波激射源这类天体)中气体偏离热平衡是常见的而不是例外.

下面我们用一些挑选的实例来说明.

1. 羟基(OH)的证认

分子天体物理的早期观测工作一般都是事先确定企图寻找的分子品种,并根据实验室测定的或理论计算估计的谱线频率设计望远镜的接收机频道(一般说来,加宽接收机的频道总是以降低灵敏度为代价的,而天文谱线的强度一般都很弱,所以都是使用窄带的接收机).这种情况下,检测得到的谱线其频率总在预期的频率附近.第一章中曾讲到,OH 就是使用根据实验室精确测定的谱线频率设计的高质量频谱接收机才检测到的.

S. Weinreb 和 A. H. Barrett 在首次发现 OH 吸收线时,提出了以下几方面的论证[2](OH 的谱线见第一章图 1.1;能级见第二章图 2.26):

(1)在同一方向检测到 OH 的两条主线,频率值和强度比都与实验室数据很好地一致.

(2)两条主线的频移相同而且与同一方向的氢原子吸收线的频移一致(说明 OH 分子云和中性氢以同一多普勒速度相对地球运动).

(3)当天线指向从仙后座 A 方向偏离经度或纬度各一度时,谱线即消失.

(4)在 1963 年 10 月 17 日至 10 月 29 日观测期间,谱线频率移动 20 kHz,正与地球轨道速度在此期间的变化所引起的多普勒频移变化一致.

上面(3)是为了排除谱线信号来自地球大气中的 OH 的可能性,(2)和(4)也有助于证明这一点.

2. 水分子(H_2O)的证认

1968 年 Townes 的小组用 1.35 cm 波段的望远镜寻找星际水分子的对应于 $6_{16}-5_{23}$转动能级间跃迁的谱线,他们在人马座 B_2、猎户座 A 和 W49 找到了频率在预期值附近的谱线[3].出乎意料的谱线强度使他们感到惊奇和困

惑. Townes 在 20 年后回忆说:"我们不理解它为什么如此强,为什么水是在这样的状态. 也许它是天体脉泽,但另一方面我们又不能十分肯定——因为也许有某种其它的产生机制. 我们也担心——它真的是水吗? 氨分子有一条谱线与水的谱线相差只相当于 10 km·s^{-1}的多普勒频移. 会不会是氨分子呢?"

羟基分子的证认中,有两条靠近的强谱线. 而且附近没有其它需要鉴别的已知分子谱线. 可靠性是比较大的. 但水分子在当时观测条件下,仅可能观测一条静止频率为22 235.22 MHz的微波谱线,而且在地球实验室的数据中, 如 Townes 所说, 附近还有一条氨分子(3, 1)谱线, 频率为22 234.51 MHz. 因此,在多普勒速度不能确定的情况下,首先要弄清谱线是否有可能来自氨分子.

氨分子的(3,1)谱线是它的一条弱线,氨分子还有许多强线. 因此,他们进一步在上述分子源中找寻氨的其它强跃迁. Townes 回忆说:"我们在所有这几个源中查看所有氨分子的其它谱线,结果全然未见到任何在强度上可以相比的谱线"(事实上,在猎户座 A 和 W49 是找不到氨分子强线的,在人马座虽然有氨分子的其它谱线但强度不符). 所以当时他们提出的证认论据是:"观测到的频率与实验室的 H_2O 的频率非常接近地相符,而且没有其它的已知原子或分子可以解释实验观测",因为"除 NH_3外,不知道有什么分子能产生与22 235.22 MHz相差在几十 MHz 内的谱线",而"氨分子的各转动态(都)没有被检测到". 这样就判断出来观测到的是天文水分子.

另外,谱线的异常特性也需要解释. 水分子的 6_{16}—5_{23}能级位于基态上面456 cm^{-1}处(参看第二章图 2.14(a))若按热平衡的情况考虑需要相当高的温度才能把分子激发上去. 而现在不但能够激发,谱线还出乎意料地强. 极高的强度,加上观测到的窄的线宽和一个星期左右的时变(这意味着分子源的线度小于一光星期),使他们相信所观测到的是继 OH 之后的又一个天体脉泽.

3. 氧化硅(SiO) 的证认

比起 OH 和 H_2O 来,SiO 的能级是简单的(见第二章,图 2.9(c)). 它的 $v=0, J=1$—0 转动谱线的静止频率已于实验室中测得,利用谐波关系可算出 $v=0, J=3$—2 转动谱线的静止频率为(130 268.4±0.3)MHz. 所以当 1971 年 R. W. Wilson 和 A. A. Penzias 等用 NRAO 的 11 m 毫米波望远镜在人马座 B2 检测到一条频率为130 246 MHz(相对于 LSR)的谱线(图 5)时[4],

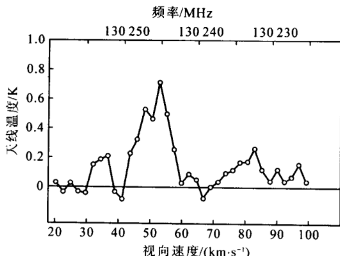


图 5

他们便想到了它可能是来源于 SiO 的上述谱线. 由上述频率算出的(相对于 LSR)径向速度是 $+53\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$,落在人马座 B2 中已发现的分子的速度范围中. 这更加强了他们的证认. 不久后,Dickinson 和 Gottlieb 又在同一位置检测到了 SiO 的 $v=0, J=2-1$ 跃迁,于是 SiO 的证认便基本肯定了.

下面我们着重介绍 SiO 的一个振动激发态谱线的证认.

1973 年冬,L. E. Snyder 等使用同一个望远镜企图在猎户座星云分子云的中心区域寻找猜想中的频率在 88 989 MHz 附近的 X-ogen 的可能的卫线. 却在约 3.48 mm 波长附近意外地检测到一组(7 条)强度惊人的发射谱线[5].

图 6(a)(b)(c)示出他们的观测结果. 这组谱线的特点是:

(1)频率和预期的 X-ogen 的可能的卫线不符.

(2)第 1、4、6、7 条谱线的全宽度只有 $2\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$,小于 X-ogen 线宽的 50%.

(3)初步的成图观测发现,当沿任何方向离开图 6(a)方向仅仅一个束宽(约 70″)时,所有谱线强度即减弱到 60% 以下. 说明最强发射来自位于猎户座星云分子云中心区域的致密区.

(4)对其它 7 个银河系内的著名分子源的观测都得到了负结果.

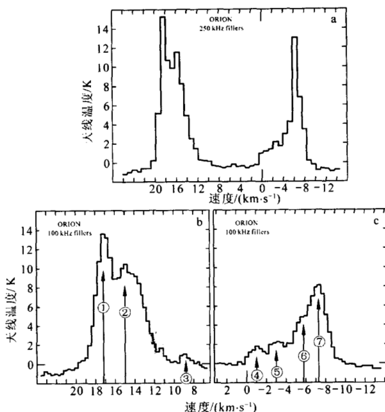


图 6

因此，他们排除了谱线来自 X-ogen 的可能性. 并根据谱线的高强度、窄线宽及有限的空间延伸，料想检测到的是一个毫米波天体脉泽（这个猜测是正确的，他们观测到的是继 OH 和 H_2O 之后的第 3 个天体脉泽）. 谱线的图形不像任何以前报告过的猎户座射电观测结果. 为了做出证认，他们试着在两个完全相反的假设的基础上进行分析：

假设 A：认为图中每一条谱线是由具有相同多普勒速度的不同分子跃迁造成. 利用过去猎户座星云的观测数据，他们把径向多普勒速度（相对于 LSR ）定为8. 56 km · s^{-1}并由此推算出每条谱线的天文静止频率（见表 1 中的假设 A）. 但他们找不到任何可能的分子具有与这些静止频率匹配的跃迁.

表 1 86 245 MHz 附近 7 条未证认谱线的天线温度(T_A)、线宽近似值(Δv)以及可能的静止频率(按假设 A 考虑)或补偿多普勒速度(按假设 B 考虑)

谱线编号	$\frac{T_A}{K}$	$\frac{\Delta v}{km \cdot s^{-1}}$	假设 A 静止频率/MHz	假设 B* 补偿多普勒速度 km・s^{-1}
1	13	2.0	86 240.9±0.3	+17.3
2	10	4.4**	86 241.5±0.6	+15.3
3	1	…	86 243.3±0.3	+9.0
4	1.7	2.0	86 246.2±0.3	−1.0
5	2	…	86 246.8±0.3	−3.0
6	5	2.0	86 247.6±0.3	−5.8
7	8	2.0	86 248.0±0.3	−7.1

假设 B：N. Kaifu 向他们提出，图 6(a)中的谱线图形总体上看来类似于某些晚型星星周包层中的 OH/H_2O 发射的轮廓. 所以他们又假设了另一种极端情况，即图中谱线是由具有不同多普勒速度的单一跃迁造成. 按这个看法，谱线 1 与谱线 7 之间的速度差应该约为 24.5 km・s^{-1}. 他们分析了猎户座水脉泽的已有观测资料，发现有两群稳定的水谱线可以分别与图 6 的(b)和(c) 相对应. 利用这种对应，得以标出图(b) 和图(c) 的横坐标，并得出表 1 的假设 B 中所列的速度偏移值. 结果从中发现，零速度所对应的静止频率是(86 243.45±0.4) MHz. 正好与他们从私人通信中得知的$^{28}Si^{16}O$ 的第一振动激发态($v=1$)的 $J=2—1$ 跃迁的静止频率(86 243.28±0.22) MHz重叠.

他们的结论是，假设 B 好像更有希望解释观测到的发射线. 所以他们的倾向性证认是：观测到的谱线属于多普勒速度不同的 SiO 的第一振动激发态的 $J=2—1$ 跃迁. 尽管如此，他们的文章还是使用了"来自猎户座中一个未证认分子品种的 3.48 mm 附近可能的脉泽发射的检测"这样一个审慎的标题. 直到不久后，陆续检测到 SiO 的另外两个转动跃迁($v=1, J=3—2$ 和 $v=1, J=1—0$)，证认才被确认.

* 假定静止频率为 86 243.45 MHz

** 可能是几条脉泽谱线的混叠，也可能是正常宽度的单个谱线(参看图 6(b))

上面两个相反的假设突出地表明多普勒速度的不确定性在证认工作中会造成多大的困扰. 当然,最根本的还是静止频率的实验室测量. 后来,Buhl 和 Snyder[6]在证认 SiO 的其它几个高振动态的谱线时,都有实验室测量值比较,证认就容易多了.

4. 次甲基(CH)射电谱线的证认

次甲基是第一个被证认的星际分子(1937 年,通过光学谱线). 但它的射电谱线却是在 36 年后经历了多次搜寻才被找到的. 它的搜寻和证认有一些不同于前面 3 种分子的特点. 这主要是因为次甲基的化学性质极为活泼,一直未能在实验室测定它的基转动态的规则 Λ 双重态的微波跃迁静止频率值. 天文观测只能根据由理论分析大致估计的频率值进行. 下面我们就来介绍,在这种情况下如何证认出天文 CH 分子谱线.

由理论分析可以知道,CH 的基转动态是$^2\Pi_{1/2}$,$J=1/2$ 的 Λ 双重态,有些类似于 OH,但 OH 是不规则的 Λ 双重态,而它是个规则的 Λ 双重态,只有一条主线、两条卫线. 估计的频率值在 9 cm 波段(图 7).

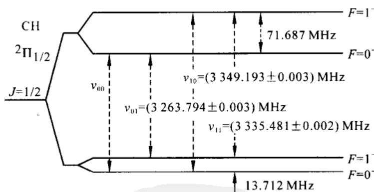


图 7

头几次搜寻(例如 1968 年在 3 000～3 135 MHz 范围,1971 年在 3 361～3 385 MHz 范围)都失败了,原因是所用的频率范围不对. Rydbeck 等在 1973 年[7]在仙后座 A 射电源方向测到了一条弱发射谱线. 为了证认它确是来自 CH,他们采用了以下两个办法:

(1)图像识别技术. 他们把在仙后座 A 观测得到的谱线与以前别人(在同一位置上)得到的 OH 和 H_2CO 谱线进行比较(见图 4(b)). 三者都换算到

相对于 LSR 的多普勒速度. 可以看到它们的形状非常相似,这有力地说明 3 种分子位于同一个分子源. OH 和 H_2CO 的静止频率是已知的,由此可推知分子源的速度. 知道速度,就能够根据观测得到的 CH 频率 f' 反推出 CH 的静止频率 f. 结果得出 $f=(3\ 335.481\pm0.002)$MHz. 这是在没有实验室测量数据的情况下,首先由天文观测得到的 CH 静止频率.

(2)谱线的超精细结构. 严格说来,到上一步为止,还只能说用图像识别技术精确测定了一条未知天文谱线的静止频率. 尽管它的频率值接近理论估计的 CH 频率值,我们仍不能确定所观测到的天文谱线一定就是 CH 的谱线(因为缺少 CH 的实验室频率值). 为使证认得到更强的支持,Rydbeck 等根据事先计算的 CH 的超精细结构能级产生的两条卫线的估计频率值(在图 7 中标出)进一步寻找相应的卫线. 几个星期后,他们果然在仙后座 A 用同样的图像识别技术检测到了两条卫线. 并且发现,主线和卫线都是弱的天体脉泽发射线. 超精细结构谱线是 CH 分子的特征,这样,CH 的微波谱线就得到了肯定的证认.

2.3 未知谱线的证认

如果观测到的谱线在现有的分子谱线表中找不到对应的归属,就表示我们检测到了未知谱线. 分子天文学中称为 U-谱线(U 的意思是未证认, unidentified).

U-谱线一般是在两种情况下发现的. 一种情况是在观测预期的特定分子时,偶然地出现在观测的频率附近. 还有一种情况是在大范围的频率扫描时发现的,这往往是大批 U-谱线. 这些谱线与实验室已测定的谱线数据对不上号. 它们的发现常常预示着找到了一种地球上不能稳定存在的“奇异分子”. 本节中我们先谈前一种情况. 大批 U-谱线的问题放在 2.4 节讨论.

U-谱线的证认是困难的,为了找到一条 U-谱线的归属,常需要多种学科的配合,而且也没有非常确定的程式. 通常,为了证认 U-谱线要有以下几方面的工作.

第一步,往往也是最艰难的一步是“推测”U-谱线可能的归属. 推测的正确与否对证认能否顺利进行是很关键的. 这种推测常要根据物理、天文、化学等多方面的知识综合考虑. 谱线的特性有可能提供线索,例如,精细结构或超

精细结构常能帮助肯定或排除某种可能性;存在谐波关系的谱线有可能是某个分子的转动谱线;等等.所观测的分子云物理、化学环境,例如云的温度、速度、密度或云中已发现的分子品种以及云的元素丰度等都会有助于推断.化学反应的一般规律、不同类型的天文环境中化学演化的特性也是考虑的重要因素.实际上,这种"推测"是一个探索、研究的过程,它需要知识、经验,更需要创造性的思维,有时甚至需要直觉.

若所推测的分子是地球上不容易产生或不容易稳定存在的新品种,则我们往往也不容易由实验室测量得到它的谱线.这时,就需要靠量子化学的理论计算求出它的各个能级以及谱线频率的理论值,以便和天文数据比较.

进一步的天文观测也是必不可少的.比如,寻找超精细结构的其它主线或卫线;寻找转动谱线的其它跃迁;寻找所推测的天文分子的其它可能的谱线或相应的同位素谱线;或者再对U-谱线做巡天普查,看看它在哪类分子源中容易产生,等等.观测能够帮助判断初步的推测,也可能为新的推测提供线索.

不管怎样,证认最后仍然要靠在实验室中设法得到所推测的分子的对应的谱线才能肯定.上世纪70年代以来,分子天体物理学的进展推动了微波波谱学的发展,导致一种新的波谱仪——反应式分子微波谱仪——的出现,它能即时测定通过化学反应产生的不稳定分子的微波谱线.只有在实验室测到了静止频率,证认工作才算最终完成.

这里我们再次强调,上面所说的只是一般的步骤,实际的证认工作需要针对具体情况采用不同的方法.下面用两个典型的例子说明.

1. 甲酰基正离子(HCO^+)的证认

1970年, D. Buhl 和 L. E. Snyder 用 NRAO 的 11 m 毫米波望远镜在几个分子云中寻找氰化氢($H^{12}CN$)及其分子同位素$H^{13}CN$时,意外地在接收机的上边带检测到一条频率约为 89 GHz 的新谱线.他们不能证认出谱线的归属,便把它称为 U-89 谱线,并称谱线是来自 X-ogen 分子.把未知分子称为 X-ogen 是为了"表示它有一个未知的地外起源".他们在报道观测结果的同时,对 U-89 谱线进行了初步的分析[8].

(1)首先是确定谱线的静止频率.他们利用各个源中原来已观测到的 HCN 和 CO 的频率数据和实验室静止频率值定出源的多普勒速度(实际上,由不同的分子得到的速度是有一些互相矛盾的,这可能是由于它们位于源中

的不同区域). 然后由 U-谱线的观测值和多普勒速度值反推出 U-谱线的静止频率为(89.190±0.002)GHz.

(2)他们肯定这条谱线不像是原子谱线. 因为惟一一条值得考虑的频率接近的原子复合谱线是 $H_{59\alpha}$,它的频率是89.199 GHz. 除了频率值不一致外,$H_{59\alpha}$也不会有如此高的强度和如此锐的线形.

(3)X-ogen 不能用多普勒频移后的 $H^{12}C^{14}N$(氰化氢)谱线来解释,因为那将要求源相对于本地静止标准(LSR)的速度为 1 690 km·s^{-1}.

而且也可以排除来自任何氰化氢的其它罕有同位素分子跃迁的可能性,因为没有已知的同位素跃迁落在 X-ogen 频率.

另外,他们也不相信 X-ogen 是一个"热"的 HCN 转动跃迁,因为它的最低的振动态位于基态之上 569 cm^{-1},要求很高的激发能量.

(4)还有一些分子具有频率邻近 89.190 GHz 的谱线. 例如,H_2S 有一个 7_{16}—6_{43}跃迁,由红外基态并合光谱计算得到这个跃迁的频率值为(89.500±0.300)GHz. 但是这个谱线的强度很弱,而且跃迁的两个能级比基态高出 360 cm^{-1},所以除非是有脉泽作用才有可能检测到. 而 X-ogen 发射看来是正常的,不像脉泽,因而倾向于排除 H_2S .

G. Herzberg 曾建议异氰化氢(HNC) 作为一个可能的证认,因为 HCN 与 X-ogen 经常在同一个云中找到,而 X-ogen 的频率比 $H^{12}C^{14}N$ 的 $J=1$—0 跃迁频率只高出 560 MHz. 为此,根据当时知道的 HNC 的分子结构用从头计算法计算了 $H^{14}N^{12}C$ 和$H^{14}N^{13}C$的 $J=1$—0 跃迁频率. 结果是前者比 X-og n 频率超出 2 GHz 而后者低 1 GHz 还多一些. Buhl 等在当时认为这个计算还不能排除 HNC 的可能性,因为计算用的分子结构数据对微波频率说来是有点不够精确*.

但 Buhl 等排除了 HCO 的可能性,"因为预期它的最靠近的跃迁落在低于 X-ogen 谱线大约 2.4 GHz 的地方".

当时他们不能作出肯定的证认,建议做进一步的天文观测,这包括:用更高的信噪比做更高分辨率的谱线观测,以便检测是否存在超精细结构或者类

* 后来的研究证明,HNC 不是 X-ogen 谱线的产生者而是另一条未证认谱线(当时被称为 Y-ogen 的谱线)的产生者. 这里不多谈.

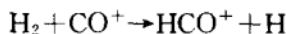
似的谱线结构；如果能得出频率分辨率更高的 X-ogen 谱线，就可以用频率轮廓匹配的办法（见上节次甲基（CH）证认中的图像识别技术）与 CO 谱比较，以消除原来推算静止频率的办法可能带来的系统误差*；为了了解每个源中的 X-ogen 的空间展延或是否存在反常发射，成图观测也是必要的.

不久，W. Klemperer[9]建议将 X-ogen 证认为电子数目与 HCN 相同的离子分子 HCO^+. 他做了一个极简单的计算. 假定 HCO^+是线形分子，并取 HCN 中的 CH 键长 $r_{(C\text{-}H)}=0.106$ nm 与 CO^+中的 CO 键长 $r_{(C\text{-}O^+)}=0.1115$ nm分别作为 HCO^+中相应的键长. 由这组结构参数给出的 HCO^+的转动常数是 $B=44.623$ GHz，最低转动跃迁频率 $f=2B=89.246$ GHz. 比 X-ogen 的频率只高出 55 MHz. HCO^+的基电子态是$^1\Sigma$，它的超精细结构只有 10 kHz，远小于多普勒线宽，因而实际上看不到超精细多重结构.

HCO 的电离能只有11.25 eV，所以 HCO^+容易产生和存在. 从天体化学的角度看，星际的 HCO^+可以通过下列化学反应产生

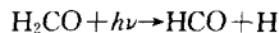


$$H_2^+ + CO \rightarrow HCO^+ + H$$

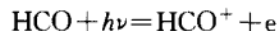


$$H_2 + CO^+ \rightarrow HCO^+ + H$$

另外，光化学过程



$$H_2CO + h\nu \rightarrow HCO + H$$



$$HCO + h\nu = HCO^+ + e$$

也是可能发生的.

Klemperer 还建议一种检验上述推测的办法：如果 X-ogen 果真就是 $H^{12}CO^+$，则有可能同时观测到 $H^{13}CO^+$的类似的跃迁，它的频率应该在 86.708 GHz附近.

Klemperer 计算的频率与观测到的 X-ogen 频率相差很小，他预料的超精细结构的情况也和观测一致. 尽管他这个推测性的证认并未得到确定的证实，它还是被承认了. 特别是以后（1975 年）Snyder 等观测到一条 86.754 GHz 谱线，它很接近 Klemperer 建议的 $H^{13}CO^+$谱线，使 Klemperer 的看法

* 1973 年以后，由更精确的天文测量逐步改善的 X-ogen 的静止频率值为：
(89.189±0.002)GHz(1973 年)；89.188 51±0.000 15 GHz (1974 年)；89.188 65±0.000 65 GHz(1975 年)和 89.188 55±0.000 10 GHz(1975 年).
以上数据见参考资料[10]中的引文 8,9,10,11.

得到有力支持.

不过,这样的证认仍然不能认为是完美的,实际上也一直存在着争议.后来,天体化学的研究又表明,离子-分子反应在星际分子形成过程中起着关键作用,而 HCO^+ 是这个星际动力学模型中的基石.它是如此的重要,以致如果 X-ogen 不是 HCO^+ 的话,整个星云的化学演化图像都将会改变颜色.这种情况下,X-ogen 的决定性证认就显得格外必要.当然,最终的裁决要靠实验室的 HCO^+ 谱线测量.1975 年,这项工作由 R. C. Woods 等完成[10].他们用氢和一氧化碳混合气体辉光放电,获得了频率为 89.188 545 GHz 的吸收谱线.实验中试用了不同的放电电流、气压、气体成分比例和温度.在 350 mA 左右的直流放电,用液氮冷却吸收室,大约相等数量的 H_2 与 CO 混合气体约 1.33 Pa 的气压的情况下,可以得到最清楚的吸收信号.在纯 H_2 和纯 CO 中观测不到信号,当停止输入 H_2 或 CO 中任何一种气体时,信号也立即消失.这使他们确信测到的是 HCO^+ 的谱线.但由于 HCO^+ 是正离子,它在直流放电中有一个不能精确知道的离子飘移速度造成多普勒频移,估计在所用的气压、温度等条件下,朝向检波器的飘移速度的量级在几百米每秒($100\ m \cdot s^{-1}$ 引起的频移为 30 kHz).所以实际的频率比 89.188 545 GHz还要小些.但已经与上述天文观测数据符合得足够好了.

2. 碳化硅(SiC)的证认

在第一章§1.2 曾经提到,从 20 世纪 30 年代开始的寻找气相碳化硅分子(SiC) 谱线的努力长期未能得到结果,不论是在地球实验室还是在宇宙空间,碳化硅都逃开了人们的搜索.在地球实验室中加热金刚砂(晶态的 SiC)时,蒸气中会产生 Si(83%)、SiC_2(9%)、Si_2C(8%)和少量的 Si_2(0.2%),而只出现痕量的 SiC (见参考资料[13]及其有关引文).天文观测在恒星大气中早已检测到 SiC_2 的光学谱线,但没有检测到过 SiC 的.虽然曾有人按一定的化学模型预言在致密星云中 SiC 具有比广泛存在的 SiO 还要高的丰度[11].但上世纪 70 年代后 Guelin 和 Thaddeus,还有 Dubois 等根据估计的谱线频率值对 SiC 进行的多次搜寻,都得到否定的结果.

SiC 的发现和证认[12]是射电天体物理学与实验室天体物理学以及量子化学"紧密合作的结果".先是 Cernicharo 等在 IRC +10216 的普查中,观测到一些频率接近预期的 SiC $J=4$—3 及 $J=6$—5 跃迁的 U-谱线,但直到 1989 年初,它们仍是十分不肯定的,不能确定它们的归属.这时,实验室中波

谱实验检测到与天文观测的U-谱线很接近的谱线.波谱实验用一台毫米波反应式分子波谱仪进行.类似于检测HCO^+的办法,把大约等量的SiH_4、CO和C_2H_2气体混合通入15 cm直径,4 m长的薄玻璃壁吸收槽中.气体的总气压在1.33～2.67 Pa之间.在直流辉光放电时产生SiC.谱线强度对温度也很敏感,放电槽冷却到150 K时谱线最强.在157～276 GHz的频率范围中共测量到20条谱线.图8中示出其中一例.

怎样肯定测到的谱线是来自SiC呢?

(1)当把SiH_4从放电槽中除去时,谱线即消失.可见这些谱线必定是与Si的化合物有关.

(2)由理论分析知道,SiC是个开壳层的双原子分子,能级远比闭壳层双原子分子丰富.由从头计算法得出的它的电子基态是$^3\Pi$[13],它具有来自未配对电子的轨道角动量及自旋角动量,形成3个转动能级的梯级$^3\Pi_2$,$^3\Pi_1$和$^3\Pi_0$.由于精细结构反转,$^3\Pi_2$能量最低(见图8).所有能级应该都有Λ双重能级($^3\Pi_2$梯级的双重能级未能分开),正常的同位素化合物没有超精细结构.

实验测到的谱线确是显示出开壳层分子的塞曼效应特征.而且所有20条谱线都以很高的精度适合8个自由参量(分子常数)的哈密顿量.他们为了排除万一转动常数B被误认为分谐波的可能,又仔细确认不存在频率为梯级中最低跃迁频率的1/2或1/3的谱线.

因此,他们"以非常高的信心得出结论——找到了一种新的具有上述8个分子常数的,$^3\Pi$态的含硅分子".

(3)最后,他们论证这个新分子只能是SiC.除了因为(2)中所述的理论计算与实验极好的一致外,更有力的理由是:由注入放电槽中的4种元素Si、C、O、和H所组成的所有可能的分子中,除SiC外没有任何一种开壳层分子能够(哪怕是近似地)具有上述特性,特别是大的转动常数B.

天文观测得到7条相应的谱线(图8中用向下的箭头标出).对应的多普勒速度(相对于LSR)约2 km·s^{-1}.顺便提一下,从分析天文谱线的形状意外地发现,SiC是处于IRC +10216的膨胀的星周包层的外层,而不是像原来猜测的那样,不易蒸发的气体似应处于温度较高的内层.但星周包层中的SiC_2却是在整个包层中都存在.这个结果暗示产生SiC的机制是SiCC被星际辐射光解离.

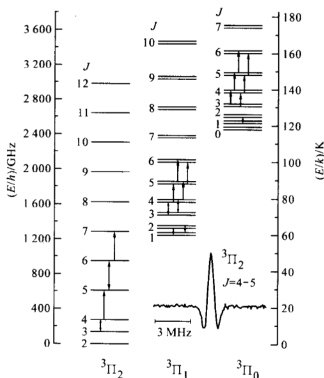


图 8

2.4 大批 U-谱线的证认

早在 1971 年,即分子天体物理学刚刚起步的年代里,著名的微波波谱学家 E. B. Wilson 就说过:"如果碰到更大的分子,那么由于可能出现的十分稠密的谱线,证认对于天文学家也许会变成一个值得深思熟虑的问题. 看来,在多普勒频移不确定的情况下,把仅仅是在频率上的一致看成是存在一种新的化学成分的十分充分的证据是不可靠的"[14]. 在分子天体物理学的早期,证认只限于一些相对简单的星际分子,而且观测到的只有几条强线,可以把 Wilson 的话只当成警告. 进入 20 世纪 80 年代以后,观测的范围扩大,灵敏度提高,经常对某些特定的天体分子源进行大频率范围的扫描搜索,观测得到的谱线愈来愈多,待证认的星际分子的品种也愈来愈复杂,Wilson 的这段话的意义就变得愈来愈清楚了.

举例来说,在 1983 年前的 7 年中,曾用美国国家射电天文台11 m毫米波望远镜在 3 mm 窗口对 SgrB2 和 Ori(KL)进行过系统的搜索,扫描频率范围自 72.0 GHz～115.4 GHz. 典型的灵敏度为 0.1 K. 发现的 U-谱线有 274 条,这个数目约为当时这一波段内全部已知谱线的一半. 当然,如果灵敏度提高,谱线数目还会增加. 20 世纪 80 年代,B. E. Turner 对这一大批谱线加上 2 mm 和 1 mm 窗口的 15 条 U-谱线及另外 18 条证认不太确定的谱线一共 307 条做了系统的证认和讨论[15].

证认大批 U-谱线的方法一般有两种,头一种方法(我们称之为方法 A)是在 U-谱线中找出具有谐波关系的谱线,假定它们属于某个线形分子的转动能级跃迁. 再对可能性较大的线形分子做理论计算,算出它们的转动跃迁. 然后把两者联系起来做出证认. 这种方法只能用于线形分子.

另一种方法(方法 B)是在具有(由实验室谱线测量数据得出的)确定的转动常数和离心畸变常数的分子中,挑选出一批天体物理上"可能存在"的品种. 利用已知常数计算它们的理论波谱. 然后将这些理论谱线与已有的全部 U-谱线逐个比对,做出证认. 这种方法的优点是不限于线形分子.

Turner 用方法 B 对上述 307 条 U-谱线进行了分析. 他挑选了 613 种"可能在天文上存在的"分子. 这些分子具有下列特征:(1)它们的类型都是闭壳层的稳定分子(包括线形分子,对称及非对称陀螺分子),具有确定的微波波谱常数;(2)一般只包含 H、N、C、O、S、和 Si 几种元素,但在几种简单分子中也包含 Cl 和 P;(3)可以是包含有 3 个到 7 个成员的环状化合物;(4)它们的偶极矩大于 0.05 Debye(即跃迁概率大,谱线强);(5)不包含有内部扭转运动的小的势垒或者大的振动-转动相互作用.

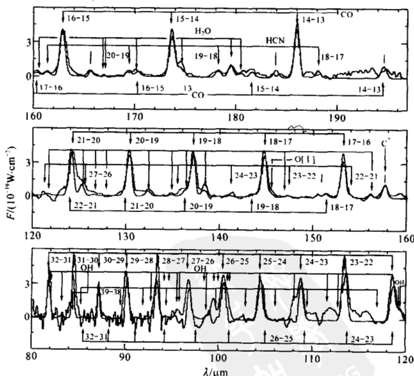
计算的步骤是先用已经由实验得到的谱线频率值推导分子常数,对线形分子和对称陀螺分子用简单方法计算,对非对称陀螺分子则用一个含有 9 个分子常数的哈密顿量计算. 然后,再使用完全同样的哈密顿量从这些分子常数算出其它谱线的理论频率值.

Turner 用这些理论频率值与观测得到的 U-谱线频率值比对的结果,发现它们之间竟有令人惊讶的大量的对应. 如果认为某个分子有 3 个以上跃迁的理论频率值能够与观测的谱线频率值匹配就算得到证认的话,则用这种方法将"证认"出总共 60 种新的星际分子. Turner 对此作了统计学的分析,证明了这么大量的"对上号"的机会有可能仅仅是由于统计学意义上的随机原

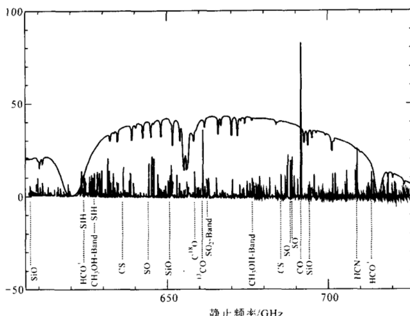
因造成．换句话说，从纯粹统计学的角度看，仅仅根据存在几条表观上“对上号”的跃迁来证认星际分子是很容易失误的．

因此，用方法 B 对那些缺乏精确的实验室微波波谱学测量数据的分子进行证认时，需要规定其它的判据．精细结构或超精细结构当然是有力的判据，但闭壳层分子一般缺乏可观测到的精细结构和超精细结构．Turner 按重要性排列次序，提出以下判据：(1)一般情况下，应该限于考虑那些跃迁概率最大，J 量子数最低，以及/或者能量不太高(例如不超过 50 cm^{-1}的高度)的“有利的”跃迁；(2)对得上号的全部跃迁应该具有一致的强度和线宽(以及线形)；(3)要求这些分子应当是天体物理(以及天体化学)上是“合理”的——尽管这种“合理性”十分依赖于模型．

当然，还可以根据不同情况建议其它的判据．但无论如何，不管是方法 A 或方法 B，最终都必须经受住与实验室测出的谱线频率值比较的严格考验．



(a)



(b)

图 9

20 世纪 90 年代以来，随着天文望远镜波段的扩展和性能(主要是强度灵敏度和频率(波长)分辨率)的提高，更多的分子谱线得以被检测到. 下面分别给出一个极远红外波段与一个亚毫米波波段的大范围频率扫描天文探测的例子[16,17].

图 9(a)是用 ISO 的长波长光谱仪(LWS)对 AFGL618 扫描得到的远红外谱线. 扫描的波长范围是波长 λ 从 80 μm 到约 200 μm，相应的频率范围是 ν 从 3 750 GHz 到 1 500 GHz. 图中可看到用箭头标出的 CO、^{13}CO、HCN、H_2O 和 OH 的高转动跃迁谱线. 这些转动谱线的证认就是利用大体上类似于前面讲过的"方法 A"进行的.

图 9(b)是用 Caltech 亚毫米波望远镜对猎户座 KL 扫描得到的亚毫米波谱线. 扫描的频率范围是 ν 从 607 GHz 到 725 GHz，相应的波长范围是 λ 从 0.5 mm 到 0.41 mm. 图中的谱线主要是 CO、CS、SO、SiO、HCN、HCO^+，H_2CO、SO_2 和 CH_3OH 的转动跃迁谱线.

在图 9(b)中有超过 1 000 条谱线的图形，但实际上对应于估计超过

2 000条的谱线，这是因为扫描范围内的谱线非常稠密，有些谱线相互间有部分的重叠，不易区分. 可以看到，Wilson 当年担心的问题已经变为现实.

2.5 检测复杂大分子的困难

越是复杂的分子，一般说来，检测和证认的难度也越大. 原因大致可从以下几个方面来说明.

大分子在分子云中的丰度较低，带来一个固有的弱谱线强度. 为了找到较强的谱线，就必须在分子谱线丰富、星际分子密集的致密热分子云核(HMCs)进行搜寻. 然而，这些 HMCs 中存在着许多其它的分子，在图 9 的例子中已经看到，大量的分子转动谱线造成谱线的"拥挤"和相互干扰，难免会影响靶子谱线的检测. 望远镜的性能越进步，观测到的复杂分子越多. 每种复杂分子都有众多的弱转动谱线，甚至形成连续谱，影响分子的证认.

因此，为了证认谱线很弱的复杂大分子，需要采取一些特殊的对策. 星际甘氨酸(见本书上册 § 1. 3)的检测和证认可以作为其中一个例子. 在参考资料[18]中，Kuan 等报告了他们对 SgrB2(N-LMH)，Orion KL 和 W51 e1/e2 3 个热分子云核搜寻甘氨酸(NH_2CH_2COOH)的结果. 他们用位于毫米波段中的 82 个频带，对上述 3 个 HMCs 进行了 4 年的长期观测，结果在 19 个不同的频带中检测到 27 条甘氨酸谱线(有的谱线只在一个源中找到，有的谱线在多个源中找到). 有兴趣的读者不妨一读.

参 考 资 料

[1] Townes C H. Observatory, 1977, 97: 52.
[2] Weinreb S, Barrett A H, Meeks M L, et al. Nature, 1963, 200: 829.
[3] Cheung A C, Rank D M, Townes C H, et al. Nature, 1969, 221: 626.
[4] Wilson R W, Penzias A A, Jefferts K B, et al. 1971, 167: L97.
[5] Snyder L E, Buhl D. ApJ, 1974, 189: L31.
[6] Buhl D, Snyder L E, ApJ, 1974, 192: L97.
[7] Rydbeck O E H, Ellder J, Irvine W M. Nature, 1973, 246: 466.
[8] Snyder L E, Buhl D. Nature, 1970, 227: 862.

Buhl D, Snyder L E. Nature, 1970, 228: 267.
[9] Klemperer W. Nature, 1970, 227: 1 230.
[10] Woods R C, Dixon T A, Saykally R J, et al. Phy Rev Letters, 1975, 35: 1 269.
[11] Suzuki H. Prog Theor Phys, 1979, 62: 936.
[12] Cernicharo J, Gottlieb C A, Guelin M, et al. ApJ, 1989, 341: L25.
[13] Bernath P F, Rogers S A, O'Brien L C, et al. Phys Rev Letters, 1988, 60: 197.
[14] Wilson E B. In: Gordon M A, Snyder L E, ed. MOLECULES IN THE GALACTIC ENVIRONMENT. Wiley Interscince, 1971.
[15] Turner B E. Ap Lett, 1984, 23: 217.
[16] Herpin F, Cernicharo J. ApJ, 2000, 530: L129.
[17] Schilke P, Benford D J, Hunter T R, et al. ApJS, 2001, 132: 281.
[18] Kuan, Y-J, Charnley S B, Huang H-C, et al. ApJ, 2003, 593: 848.

